

SUPPLEMENTO
AL VOLUME XXII, SERIE X, DEL
NUOVO CIMENTO
A CURA DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

1961

4° Trimestre

N. 2

Proprietà di superficie nei semiconduttori.

A. FROVA e A. STELLA

Istituto di Fisica dell'Università - Pavia

(ricevuto il 5 Ottobre 1961)

Contenuto. — Introduzione: esistenza di livelli di energia superficiali e loro influenza sulle proprietà elettriche. — 1. Dipendenza della conducibilità dalla barriera di potenziale alla superficie. — 2. Determinazione sperimentale della struttura degli stati veloci. — 3. Determinazione sperimentale della mobilità effettiva di superficie.

Introduzione.

Negli ultimi anni si sono fatti molti progressi nella conoscenza dei fenomeni di superficie dei semiconduttori, in particolare del germanio e del silicio. L'interesse per le superfici è sorto inizialmente dagli innumerevoli problemi pratici connessi alla costruzione dei transistori. Infatti alcuni fenomeni come le correnti di fuga nei diodi, l'eccesso di rumore e la ricombinazione superficiale dei portatori di minoranza, dipendono essenzialmente dal trattamento subito dalla superficie e ancor più dall'ambiente. Tuttavia, uno studio volto a indagare i livelli di energia e la struttura delle bande nella regione superficiale riveste, accanto a questo interesse pratico, anche un notevole interesse teorico.

Si possono considerare due tipi di superfici, le superfici ideali e le superfici reali. Le prime sono i piani cristallografici al limite di un cristallo perfetto, senza impurezze o imperfezioni localizzate. L'interruzione della periodicità del reticolo alla superficie può dar luogo a livelli localizzati nella banda di energie proibite, detti livelli di Tamm ⁽¹⁾, che possono riguardarsi come corrispondenti ai legami non saturati degli atomi superficiali. In meccanica quantistica, questi

⁽¹⁾ I. TAMM: *Phys. Z. Sowjet.*, **1**, 733 (1932).

stati corrispondono a funzioni d'onda che si estinguono esponenzialmente nel semiconduttore. A causa della periodicità bidimensionale nel piano superficiale, il numero degli stati di superficie per ogni orientazione di spin può essere al massimo pari al numero delle celle unitarie sulla superficie stessa: nel caso del germanio e del silicio si può quindi ritenere che il numero degli stati superficiali per unità di superficie sia dell'ordine di 10^{15} o meno. Questi livelli possono catturare i portatori superficiali con tempi di cattura dell'ordine di 10^{-6} s, agendo da vere e proprie trappole. Nell'interpretazione dei risultati sperimentali, si assume che i portatori intrappolati siano caratterizzati da mobilità nulla.

Le superfici reali si hanno allorché le superfici ideali vengono alterate da fenomeni esterni, primo fra tutti quello dell'ossidazione: evidentemente le loro proprietà dipendono in modo essenziale dal trattamento subito. Allo stato attuale delle conoscenze, non è possibile dire con certezza quale sia la perturbazione prodotta dallo strato di ossido e dagli atomi di impurezza in esso eventualmente adsorbiti sulla posizione e sulla densità dei livelli di Tamm. Tuttavia, poichè sperimentalmente sulle superfici reali si riscontra una densità di stati alquanto più piccola che sulle superfici ideali, si può avanzare l'ipotesi che questi atomi saturino almeno parzialmente gli orbitali vuoti.

Nelle superfici reali le impurezze adsorbite introducono, accanto ai livelli di Tamm, altri livelli situati nello strato di ossido e sulla sua superficie esterna: questi stati sono caratterizzati da tempi di cattura notevolmente più lunghi e sono per questo motivo detti stati lenti, in contrapposizione agli stati di Tamm che si dicono veloci.

Entrambi i tipi di stati, intrappolando i portatori, contribuiscono alla formazione di uno strato di carica superficiale. Affinchè sia mantenuta la neutralità di carica nella regione superficiale, le densità delle cariche mobili raggiungono una condizione di equilibrio diversa da quella dell'interno del materiale. Ciò corrisponde ad uno spostamento del livello di Fermi rispetto al fondo della banda di conduzione e alla cima della banda di valenza, che si traduce in un incurvamento delle bande nella regione sottostante alla superficie (regione di carica spaziale). In sostanza quindi, alla superficie di un semiconduttore è sempre presente un doppio strato costituito dalla carica fissa intrappolata, controbilanciata da una regione di carica spaziale che si estende fino ad una profondità dell'ordine di 10^{-4} cm ⁽²⁾.

In Fig. 1 è rappresentata la superficie di un semiconduttore di tipo « N » ($E_F - E_i > 0$) nei due casi in cui: a) i portatori di maggioranza nella regione di carica spaziale sono dello stesso tipo di quelli nell'interno (caso di uno strato di accumulazione), e b) sono dell'altro tipo (strato di inversione).

In pratica, poichè nelle superfici reali la densità degli stati lenti è circa due ordini di grandezza maggiore di quella degli stati veloci, il valore di ψ_s è deter-

(2) R. H. KINGSTON: *Journ. Appl. Phys.*, **27**, 101 (1956).

minato dai primi. Ciò permette di variare arbitrariamente l'altezza della barriera ψ_s semplicemente esponendo la superficie a diversi ambienti gassosi. L'ozono e l'ossigeno secchi introducono livelli vuoti in prossimità del livello

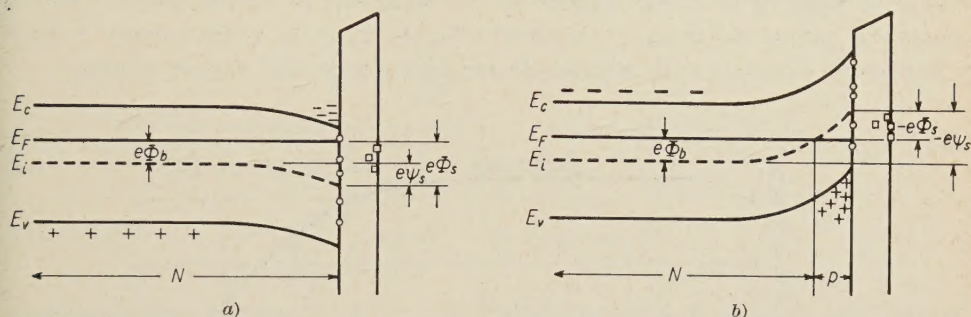


Fig. 1. — Incurvamento delle bande alla superficie di un semiconduttore di tipo «N» nei casi: a) strato di accumulazione e b) strato di inversione. I cerchi rappresentano gli stati veloci situati tra l'ossido ed il semiconduttore; i quadrati gli stati lenti localizzati nell'ossido o sulla sua superficie esterna.

di Fermi alla superficie, situati poco al di sopra di esso; questi livelli si comportano come livelli accettori e, data la loro vicinanza al livello di Fermi si riempiono facilmente. In questo modo è possibile generare uno strato di inversione di tipo «P» alla superficie di un semiconduttore di tipo «N». Vapori di acqua o di ammoniaca introducono invece livelli pieni situati poco al di sotto del livello di Fermi alla superficie: questi livelli si svuotano facilmente generando uno strato superficiale di tipo «N»⁽³⁾.

Un secondo mezzo per variare il potenziale di superficie è quello di applicare un campo elettrico normale ad essa^(4,5). Alla applicazione del campo si osserva una forte variazione della conducibilità di superficie $\Delta\sigma$, dovuta all'eccesso dei portatori che si viene a creare nella regione di carica spaziale. Questa tuttavia non è una condizione di equilibrio: $\Delta\sigma$ si riduce successivamente, in seguito all'intrappolamento ad opera degli stati superficiali di una parte delle cariche indotte dal campo applicato. La Fig. 2 mostra la variazione di $\Delta\sigma$ dopo l'applicazione del campo effettuata al tempo $t = 0$ ⁽⁶⁻⁸⁾. A $t = 2 \cdot 10^{-5}$ s la

⁽³⁾ H. STATZ, G. A. DE MARS, L. DAVIS e A. ADAMS jr.: *Semiconductor Surface Physics* (Philadelphia, 1957).

⁽⁴⁾ W. SHOCKLEY e G. L. PEARSON: *Phys. Rev.*, **74**, 232 (1948).

⁽⁵⁾ W. SHOCKLEY: *Electrons and Holes in Semiconductors* (New York, 1950).

⁽⁶⁾ G. G. E. LOW: *Proc. Phys. Soc. (London)*, B **68**, 10 (1955).

⁽⁷⁾ S. G. KALASHNIKOV e A. E. YUNOVICH: *Zhur. Tekh. Fiz.*, **25**, 952 (1955).

⁽⁸⁾ W. L. BROWN, W. H. BRATTAIN, C. G. B. GARRETT e H. C. MONTGOMERY: *Semiconductor Surface Physics* (Philadelphia, 1957).

$\Delta\sigma$ corrisponde a un eccesso di portatori che è circa un quarto della carica totale indotta: ciò equivale a dire che circa il 75 % della carica è già andato nelle trappole. Da $2 \cdot 10^{-5}$ a 10^{-1} s $\Delta\sigma$ è circa costante, dopo di che si ha un'ulteriore diminuzione fino a valori molto più bassi. Infine, a causa dell'alta densità degli stati presenti alla superficie, $\Delta\sigma$ raggiunge il valore che avrebbe in assenza di campo elettrico; ciò avviene allorchè tutta la carica indotta è stata intrappolata e scherma la regione di carica spaziale dal campo esterno.

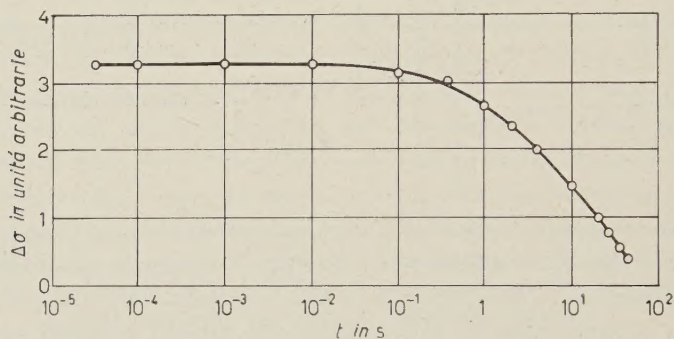


Fig. 2. - Variazione della conducibilità superficiale in seguito all'applicazione di un campo elettrico normale alla superficie (Da BROWN e collaboratori ⁽⁸⁾).

Questo comportamento conferma la presenza di due tipi di stati, quelli veloci, responsabili del primo rapido rilassamento di ψ_s , i quali hanno tempi di cattura dell'ordine di 10^{-6} s, e quelli lenti, responsabili del secondo stadio di rilassamento, che cominciano ad essere efficienti dopo 10^{-1} s, ma che hanno tempi di cattura che si estendono fino ad alcuni minuti.

1. - Conducibilità superficiale.

Un problema di estrema importanza nell'interpretazione dei dati sperimentali è la determinazione della conducibilità in eccesso alla superficie, rispetto a quella dell'interno del materiale, dovuta alla presenza della barriera di potenziale. Infatti tale barriera altera, come già accennato, la distribuzione di equilibrio dei portatori superficiali, e ne riduce inoltre la mobilità, poichè la larghezza della barriera è comparabile col loro libero cammino medio.

Il calcolo della variazione della densità dei portatori alla superficie è stato eseguito da KINGSTON e NEUSTADTER ⁽⁹⁾ e, indipendentemente, da GARRETT e BRATTAIN ⁽¹⁰⁾, risolvendo l'equazione di Poisson nella regione di carica spaziale.

⁽⁹⁾ R. H. KINGSTON e S. F. NEUSTADTER: *Journ. Appl. Phys.*, **26**, 718 (1955).

⁽¹⁰⁾ C. G. B. GARRETT e W. H. BRATTAIN: *Phys. Rev.*, **99**, 376 (1955).

Si consideri un semiconduttore di tipo « N » con uno strato di accumulazione alla superficie (Fig. 1, a) e si assuma come asse z la direzione della normale alla superficie; sia Φ il potenziale, riferito al livello di Fermi, che compete ad un generico punto di coordinata z . L'equazione di Poisson è:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0},$$

dove la densità di carica totale ρ è data da:

$$\rho = e(N_D - N_A + p - n).$$

Nell'espressione scritta, N_D e N_A sono rispettivamente le densità dei donatori e degli accettatori, supposti tutti ionizzati, e

$$(1) \quad n = n_i \exp[e\Phi/kT], \quad p = n_i \exp[-e\Phi/kT],$$

le densità dei portatori di conduzione secondo la statistica di Boltzmann, che si può utilizzare con buona approssimazione a temperatura ambiente. All'interno del semiconduttore deve essere soddisfatta la condizione di neutralità della carica totale e ciò porta a scrivere che:

$$(2) \quad N_D - N_A = n_b - p_b = n_i(\exp[e\Phi_b/kT] - \exp[-e\Phi_b/kT]) = \\ = 2n_i \sinh(e\Phi_b/kT),$$

dove l'indice b contraddistingue le grandezze relative all'interno del semiconduttore (inglese « bulk »). Tenendo conto della (1) e della (2), l'equazione di Poisson diventa

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -\frac{2en_i}{\varepsilon\varepsilon_0} (\sinh(e\Phi_b/kT) - \sinh(e\Phi/kT)),$$

che può essere scritta, definendo il potenziale ridotto $u = e\Phi/kT$,

$$(3) \quad \frac{d^2u}{dz^2} = \frac{1}{L_D^2} (\sinh u - \sinh u_b),$$

dove si è posto $(\varepsilon\varepsilon_0 kT/2e^2 n_i)^{\frac{1}{2}} = L_D$. L_D è la lunghezza di Debye ⁽¹¹⁾. Per cal-

⁽¹¹⁾ W. SHOCKLEY: *Bell System Techn. Journ.*, **28**, 435 (1949).

colare il campo elettrico in un punto di coordinata z , si integra la (3) tra u_b e u

$$\int_0^{du/dz} \frac{du}{dz} d\left(\frac{du}{dz}\right) = [1/L_D]^2 \int_{u_b}^u (\sinh u - \sinh u_b) du.$$

Si trova

$$(4) \quad \frac{du}{dz} = \pm \frac{\sqrt{2}}{L_D} (\sinh u_b(u_b - u) - \cosh u_b + \cosh u)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{L_D} F(u, u_b),$$

essendosi posto $F(u, u_b) = \sqrt{2} (\sinh u_b(u_b - u) - \cosh u_b + \cosh u)^{\frac{1}{2}}$. Allora il valore del campo elettrico E_z è dato da:

$$(5) \quad E_z = \frac{d\Phi}{dz} = \frac{kT}{e} \frac{du}{dz} = \frac{kT}{eL_D} F(u, u_b),$$

e alla superficie per $u = u_s$,

$$E_0 = \frac{kT}{eL_D} F(u_s, u_b).$$

La carica totale per unità di superficie si trova subito applicando il teorema di Coulomb ed è

$$(6) \quad q_e = \varepsilon \varepsilon_0 E_0 = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{kT}{eL_D} F(u_s, u_b).$$

La funzione $F(u_s, u_b)$ è stata rappresentata in Fig. 3 in funzione di u_s per diversi valori interi di u_b . Il segno della carica totale e il verso del campo elettrico sono determinati dal segno della funzione F , pure riportato in figura.

Calcoliamo ora separatamente la variazione della densità di equilibrio, rispetto all'interno, delle buche e degli elettroni per unità di superficie. L'eccesso di buche rispetto all'interno in un elemento di volume sottostante ad una superficie unitaria e compreso tra z e $z+dz$, è dato, tenendo conto della (1), da

$$dp = n_i (\exp[-u] - \exp[-u_b]) dz,$$

dove u è il potenziale ridotto alla profondità z . Pertanto la variazione di densità per unità di superficie si ha integrando dalla superficie ($z=0$) all'infinito:

$$\Delta p = n_i \int_0^{\infty} (\exp[-u] - \exp[-u_b]) dz.$$

Passando, tramite la (4), dalla variabile z alla variabile u , l'espressione scritta diventa

$$(7) \quad \Delta p = n_i L_D \int_{u_s}^{u_b} \frac{\exp[-u] - \exp[-u_b]}{F(u, u_b)} du = n_i L_D G(u_s, u_b),$$

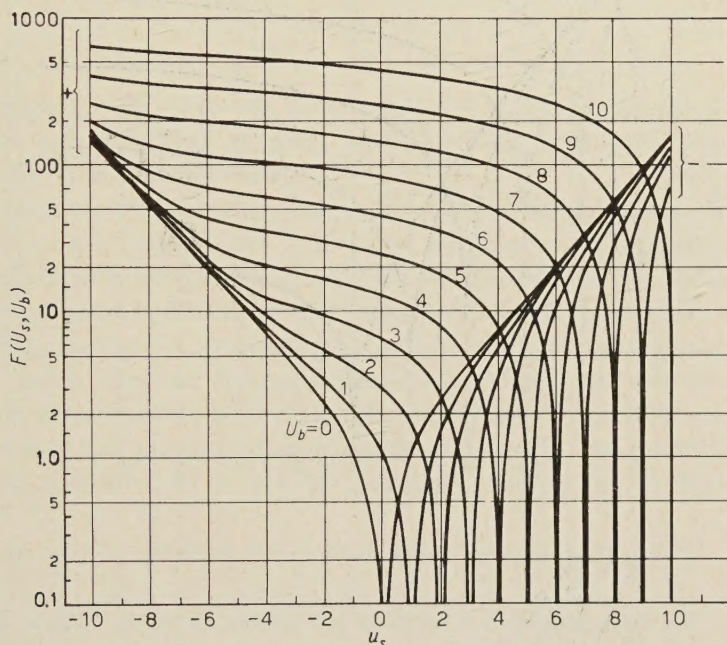


Fig. 3. — Andamento di $F(u_s, u_b)$ in funzione di u_s con u_b come parametro (da KINGSTON e NEUSTADTER ⁽⁹⁾).

essendosi posto eguale a una funzione $G(u_s, u_b)$ l'intero integrale. In modo analogo si trova la densità in eccesso degli elettroni per unità di superficie

$$(8) \quad \Delta n = n_i L_D G(-u_s, -u_b).$$

Nella Fig. 4 è riportata la funzione G in funzione di u_s con u_b come parametro variabile per numeri interi. Quando G è positivo si ha un aumento della densità dei portatori.

È utile trovare un'espressione per le varie grandezze considerate, nel caso particolare di un semiconduttore intrinseco. In tal caso $u_b = 0$ e l'equazione di Poisson si riduce alla forma più semplice:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} = \frac{2}{L_D^2} \sinh u.$$

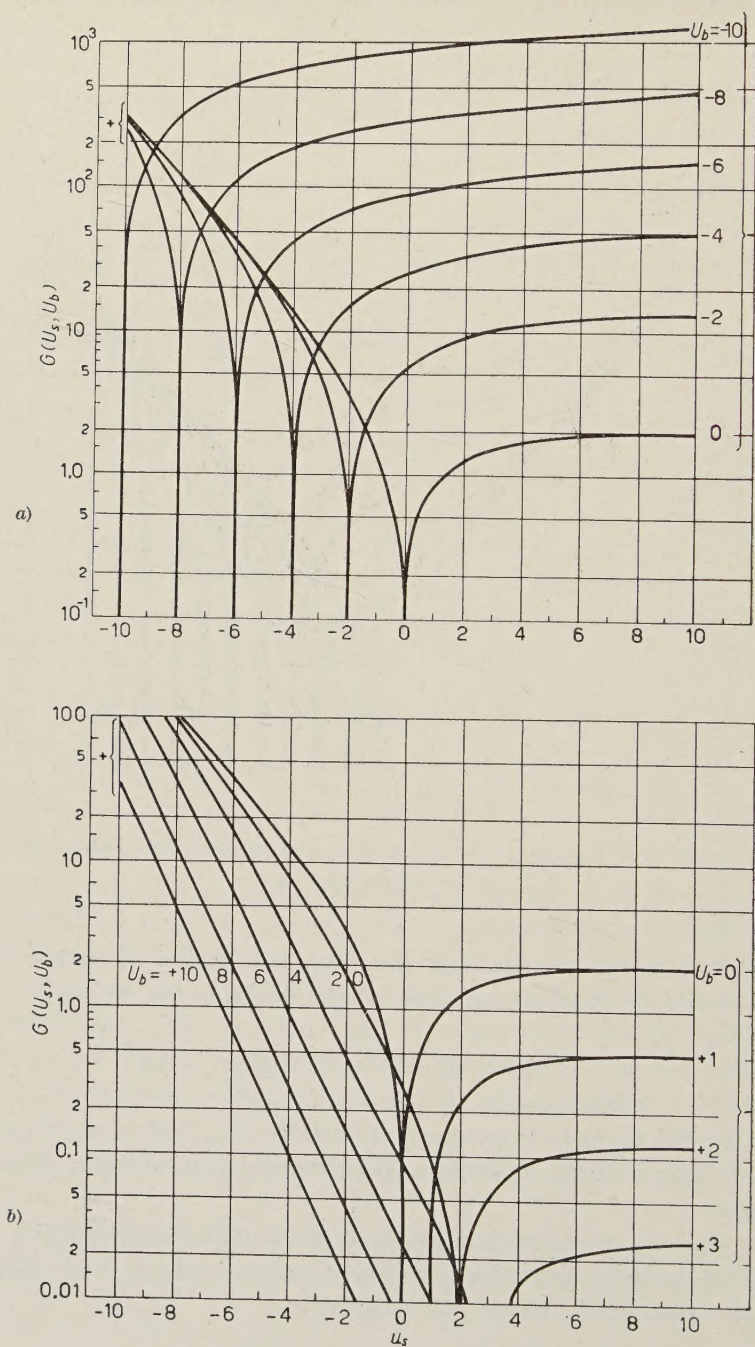


Fig. 4. - Andamento di $G(u_s, u_b)$ in funzione di u_s con u_b come parametro nei casi: a) u_b negativo e b) u_b positivo (da KINGSTON e NEUSTADTER⁽⁹⁾).

La funzione F diviene funzione del solo potenziale u e il campo elettrico e la carica totale assumono la seguente forma:

$$(9) \quad \begin{cases} E_0 = \frac{kT}{eL_D} \sqrt{2} (\cosh u_s - 1)^{\frac{1}{2}} = 2 \frac{kT}{eL_D} \sinh \frac{u_s}{2}, \\ q_c = 2\varepsilon\varepsilon_0 \frac{kT}{eL_D} \sinh \frac{u_s}{2}. \end{cases}$$

Il problema della riduzione di mobilità dei portatori di superficie dovuta alla presenza della regione di carica spaziale è stato trattato, sotto alcune ipotesi restrittive, da SCHRIEFFER ⁽¹²⁾.

Assunta come piano (x, y) la superficie del semiconduttore, e come asse z la normale ad essa volta verso l'interno, si consideri un volume corrispondente ad una superficie di area unitaria, estendentesi nell'interno del semiconduttore, sottoposto all'azione di un campo elettrostatico E_z , normale alla superficie, e di un campo E_x , parallelo ad essa. Il campo E_z corrisponde al doppio strato di carica spaziale, mentre E_x è il campo applicato che dà luogo alla conduzione. Supporremo che il campo E_x sia sufficientemente debole da potersi riguardare come una piccola perturbazione. In condizioni stazionarie la loro funzione di distribuzione si ottiene risolvendo l'equazione di Boltzmann ⁽¹³⁾

$$(10) \quad \mathbf{v} \cdot \text{grad}_r f + \mathbf{a} \cdot \text{grad}_v f = -(f - f_0)/\tau,$$

dove \mathbf{v} ed \mathbf{a} sono rispettivamente la velocità e l'accelerazione dei portatori e τ è il loro tempo di rilassamento, supposto indipendente dall'energia e dalla direzione di movimento dei portatori. Poniamo nella (10) al posto della funzione di distribuzione f , la somma della funzione di Boltzmann

$$f_0 = A \exp [-(mv^2/2 + e\Phi)/kT]$$

e di una funzione perturbativa f_1 , che traduce l'effetto del campo E_x . In tal caso l'equazione di trasporto diventa (trascurando i termini perturbativi del secondo ordine)

$$(11) \quad v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{eE_z}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v_z} + \frac{f_1}{\tau} = \frac{ev_x E_x f_0}{kT}.$$

Facciamo adesso una trasformazione di coordinate, passando dal piano (z, v_z) al piano (ε_z, v_z) , dove

$$\varepsilon_z = \frac{1}{2}mv_z^2 + e(\Phi - \Phi_s);$$

⁽¹²⁾ J. R. SCHRIEFFER: *Phys. Rev.*, **97**, 641 (1955).

⁽¹³⁾ A. H. WILSON: *The Theory of Metals* (London, 1953).

la (11) diventa:

$$\frac{eE_z}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v_z} + \frac{f_1}{\tau} = \frac{ev_x E_x f_0}{kT}.$$

Integriamo questa equazione assumendo come condizione al contorno che f_1 si annulli per $v_z = v_{zs}$, dove v_{zs} è la componente secondo z per $z=0$ della velocità di un portatore cui è associato un parametro di energia ε_z . Questa assunzione equivale a supporre che il portatore, nella collisione con la superficie, perda tutta l'energia fornitagli dal campo esterno e che la sua velocità dopo la collisione sia indipendente dalla direzione di movimento del portatore prima della collisione.

Si ottiene in tal modo per f_1 la seguente espressione

$$f_1 = \frac{mv_x E_x f_0}{kT} \exp[-K(v_z, \varepsilon_z)] \int_{v_z}^{v_{zs}} \frac{\exp[K(v'_z, \varepsilon_z)]}{E_z(v'_z, \varepsilon_z)} dv'_z,$$

dove

$$(12) \quad K(v'_z, \varepsilon_z) = \frac{m}{e} \int_0^{v'_z} \frac{dv''_z}{\tau E_z(v''_z, \varepsilon_z)}.$$

Poichè la densità di corrente è data da

$$i_x = e \int dv_x dv_y dv_z v_x f_1,$$

si può calcolare la corrente totale nella regione di carica spaziale per unità di superficie, eseguendo l'integrazione rispetto a v_x , a v_y e a v_z e integrando su z da zero all'infinito (ciò supponendo che la forma di ψ sia tale da assicurare un contributo trascurabile all'interno del semiconduttore). Si trova

$$I_x = 2\pi e^2 \frac{E_x A k T \tau^2}{m^3} \exp[-e\psi_s/kT] \int_0^\infty \exp[-\varepsilon_z/kT] (\exp[2K(\varepsilon_z)] - 2K(\varepsilon_z) - 1) d\varepsilon_z,$$

dove $K(\varepsilon_z)$ è stato calcolato dalla (12), nella quale il limite superiore v_{zs} è eguale a $(2\varepsilon_z/m)^{\frac{1}{2}}$.

Per calcolare esplicitamente tale corrente è necessario assumere per il potenziale nella regione di carica spaziale una forma definita. Lo SCHRIEFFER considera il caso di un potenziale lineare e quello, fisicamente più significativo di un potenziale che è soluzione dell'equazione di Poisson. Ci limiteremo a trattare il secondo caso, nella condizione particolare di un campione di tipo «P»

con strato di inversione superficiale di tipo « N », supponendo, per maggior generalità, che un potenziale esterno V sia applicato nella direzione z in modo da deprimere ulteriormente le bande. All'uopo è necessario risolvere l'equazione di Poisson prendendo in considerazione, in luogo delle (1), le nuove densità in presenza del potenziale V ; esso infatti produce, in condizioni di non equilibrio, la scissione del livello di Fermi nei due livelli quasi di Fermi (o « imrefs ») F_n e F_p tali che la loro somma è eguale al potenziale applicato. È tuttavia lecito trascurare lo spostamento del livello di Fermi per i portatori di maggioranza, per cui le espressioni che danno le densità degli elettroni e delle buche sono:

$$n = n_i \exp[(e\Phi - eV)/kT] \quad \text{e} \quad p = n_i \exp[-e\Phi/kT],$$

ovvero, tenendo conto che $\Phi = \psi + \Phi_b$, con $\Phi_b < 0$ (Fig. 1 b)),

$$n = n_0 \exp[e\psi/kT] \quad \text{e} \quad p = p_0 \exp[-e\psi/kT],$$

essendosi posto

$$n_0 = n_i \exp[(e\Phi_b - eV)/kT] \quad \text{e} \quad p_0 = n_i \exp[-e\Phi_b/kT].$$

L'equazione di Poisson nel sistema (CGS)_{es} è:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (-N_A + p_0 \exp[-e\psi/kT] - n_0 \exp[e\psi/kT]);$$

integrando su z si ottiene il campo elettrico E_z che introdotto nella (12) permette di ricavare per K la seguente espressione:

$$K = -\frac{m}{e\tau} \left(\frac{\varepsilon}{8\pi N_A kT} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \int_{v_s}^{dv_z} \left\{ \frac{e\psi_s}{kT} + \frac{n_0}{N_A} \exp[-e\psi/kT] + \left[-\frac{p_0 + n_0}{N_A} - \left(\varepsilon_z - \frac{mv_z^2}{2} \right) / kT + \frac{p_0}{N_A} \exp[-e\psi/kT] \right] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Osserviamo che il termine tra parentesi quadra nel denominatore dell'integrale, nella zona di maggior contributo all'integrale di corrente, è trascurabile rispetto agli altri se ci troviamo in condizioni di bande fortemente incurvate. In tal caso infatti il contributo delle buche è praticamente trascurabile; inoltre il termine $\exp[e\psi/kT]$ è molto maggiore di uno e la differenza $(\varepsilon_z - mv_z^2/2) = e(\psi_s - \psi)$ è molto piccola per la regione prossima alla superficie. Ciò non è vero per la regione più vicina all'interno del semiconduttore; tuttavia, essendo

la popolazione di questa regione estremamente inferiore a quella della zona prossima alla superficie, il contributo di essa all'integrale di corrente può ritenersi trascurabile.

Sostituendo tale valore approssimato di K nell'espressione della corrente totale, si ottiene

$$I_x = DkT \left\{ 2\sqrt{2}\beta[(B+1)^{\frac{1}{2}} - B^{\frac{1}{2}}] + \int_0^{\infty} \exp \left[-x - 2\left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}\beta \cdot \int_0^{\sqrt{x}} (B + \exp[-x+y^2])^{-\frac{1}{2}} dy \right] dx - 1 \right\},$$

dove:

$$x = \frac{\varepsilon_z}{kT}, \quad y = \sqrt{\frac{m}{2kT}} v_z^2;$$

$$\beta = \frac{1}{e\tau} \left| \frac{m\varepsilon}{8n_0} \exp[-e\psi_s/kT] \right|^{\frac{1}{2}};$$

$$B = \frac{N_A}{n_0} \frac{e\psi_s}{kT} \exp[-e\psi_s/kT],$$

e D rappresenta il gruppo di costanti che precedono l'integrale di corrente.

Definiamo ora una mobilità effettiva tale che

$$(13) \quad I_x = Ne\mu_{\text{eff}}E_x,$$

semplice estensione della relazione $I_x = ne\mu E_x$, dove I_x è la densità di corrente e N è il numero totale dei portatori di maggioranza nella buca di potenziale, in corrispondenza di una superficie di area unitaria, cioè

$$N = A \int dv_x dv_y dv_z dz \exp \left[-\left(\frac{mv^2}{2} + e\psi \right) / kT \right].$$

Sostituendo nella (13) per I_x ed N i valori trovati, si può ricavare il rapporto

μ_{eff}/μ_b che è stato rappresentato in Fig. 5 in funzione del potenziale ridotto di superficie u_s .

A questo punto siamo

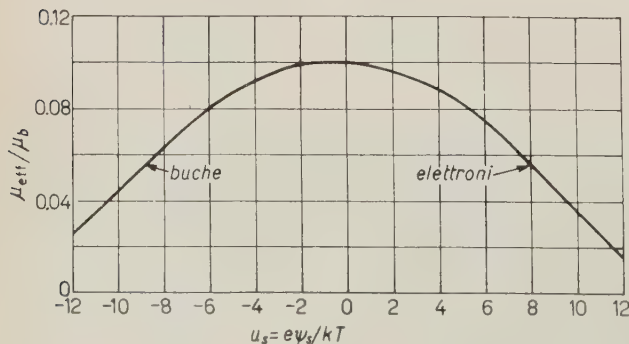


Fig. 5. — Mobilità effettiva superficiale in funzione dell'incurvamento delle bande alla superficie (da SCHRIEFER (12)).

in grado di trovare un'espressione per la conduttanza per unità di superficie dovuta all'eccesso di portatori presenti nella regione di carica spaziale. Essa è data da

$$(14) \quad \Delta\sigma = e[\mu_{n\text{ eff}} \Delta n + \mu_{p\text{ eff}} \Delta p],$$

dove Δn e Δp sono gli eccessi di portatori dati dalle (7) e (8). Assumendo che le masse m_n ed m_p dei due tipi di portatori siano entrambe eguali a $0.25 m_e$ (massa dell'elettrone) e che τ sia eguale a $m\mu_b/e$, la $\Delta\sigma$ è stata calcolata per germanio intrinseco e per germanio di tipo «P» e di tipo «N» (Fig. 6).

L'entità dell'effetto di campo può essere valutata definendo una mobilità effettiva di effetto di campo

$$(15) \quad \mu_{F.E.} = - \frac{d\Delta\sigma}{dq_c},$$

dove q_c è la carica spaziale indotta e $\Delta\sigma$ la conduttanza

in eccesso per unità di superficie. Tenendo conto della (6) e della (14), si può determinare $\mu_{F.E.}$ in funzione del potenziale di superficie: tale funzione è stata rappresentata in Fig. 7 per un campione di germanio intrinseco, ferma

restando l'ipotesi che la carica intrappolata nei livelli di superficie sia indipendente dall'entità del campo applicato.

Si è visto come nella trattazione di SCHRIEFFER si con-

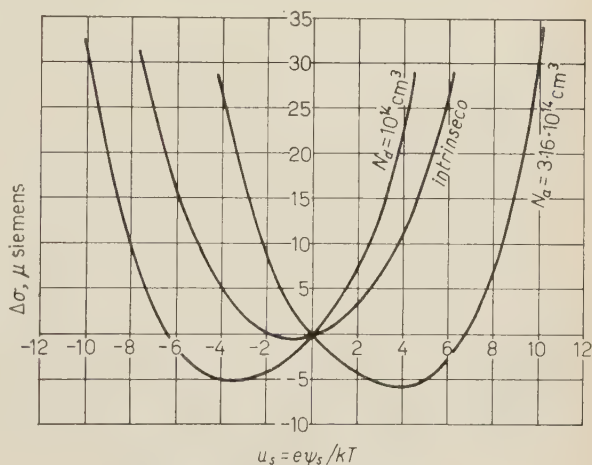


Fig. 6. - Variazione della conducibilità superficiale in funzione dell'incurvamento delle bande alla superficie (da SCHRIEFFER (12)).

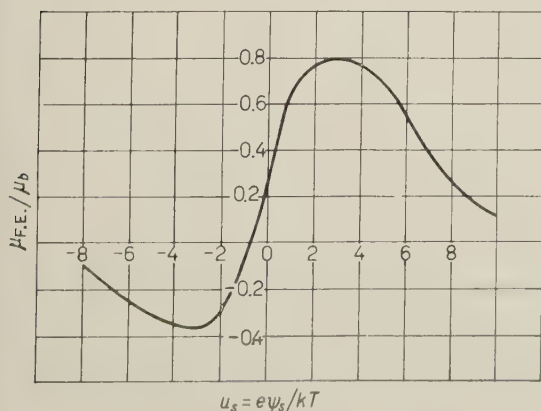


Fig. 7. - Mobilità di effetto di campo in funzione del potenziale di superficie, nell'ipotesi che la carica associata alle trappole superficiali n non dipenda dal campo applicato (da SCHRIEFFER (12)).

siderano funzioni potenziali che sono accurate solo in prossimità della superficie e viene trascurata la corrente dell'interno del semiconduttore rispetto alla corrente dovuta ai portatori in eccesso. Queste approssimazioni danno alla teoria di Schrieffer il valore di buona approssimazione nel caso di bande fortemente incurvate, quando cioè il contributo alla conduzione dell'interno del materiale è molto piccolo. Più completa appare la teoria di Greene, Frankl e Zemel⁽¹⁴⁾, che tiene conto della corrente dell'interno, dando per μ_{eff} valori corretti anche nel caso di bande leggermente incurvate. In generale tuttavia le differenze tra i loro risultati e quelli ottenuti da SCHRIEFFER sono così piccole, che la teoria di quest'ultimo può ritenersi soddisfacente in tutti i problemi di maggior interesse pratico.

2. - Determinazione sperimentale della posizione e della densità degli stati veloci.

È possibile ottenere informazioni sulla natura degli stati veloci ricorrendo a misure di effetto di campo in funzione del potenziale di superficie. L'applicazione di un campo elettrico sinusoidale produce una modulazione della conducibilità di superficie: tuttavia, se la frequenza del campo è scelta in modo opportuno, ad esempio dell'ordine di 100 Hz, in modo che l'occupazione degli stati lenti non vari, mentre quella degli stati veloci raggiunga l'equilibrio, la variazione di $\Delta\sigma$ non corrisponde alla carica totale indotta nella regione di carica spaziale dal campo applicato, ma solo alla frazione di tale carica che non è immobilizzata negli stati veloci. Il confronto tra la $\Delta\sigma$ misurata e quella prevista se tutte le cariche indotte fossero mobili, costituisce una fonte di informazione sulla natura degli stati superficiali.

BROWN e collaboratori^(15-18,8) furono i primi ad impiegare questo metodo di indagine. Tra la superficie di un campione di germanio di tipo «P» di 40 Ωcm , sottoposto ad un ciclo gassoso del tipo di Bardeen e Brattain⁽¹⁹⁾, e un elettrodo viene applicata una differenza di potenziale sinusoidale: la $\Delta\sigma = L\Delta v/IR^2w$ viene osservata direttamente in funzione della carica totale indotta per unità di superficie $q_t = VC/S$ (dove L , w , R , S sono rispettivamente la lunghezza la larghezza, la resistenza e la superficie del campione, I è la corrente continua attraverso il campione e C è la capacità del condensatore costituito dal semiconduttore e dall'elettrodo), inviando all'asse X di un oscillografo lo stesso

(14) R. F. GREENE, D. R. FRANKL e J. N. ZEMEL: *Phys. Rev.*, **118**, 967 (1960).

(15) W. L. BROWN: *Phys. Rev.*, **91**, 518 (1953).

(16) W. L. BROWN: *Phys. Rev.*, **98**, 1565 (1955).

(17) W. L. BROWN: *Phys. Rev.*, **100**, 590 (1955).

(18) H. C. MONTGOMERY e W. L. BROWN: *Phys. Rev.*, **103**, 865 (1956).

(19) C. G. B. BRATTAIN e W. H. BARDEEN: *Bell System Tech. Journ.*, **32**, 1 (1955).

segnale V utilizzato per produrre l'effetto di campo, e all'asse Y la differenza di potenziale modulata Δv che si stabilisce tra gli estremi del campione. Alcune curve di questo tipo sono rappresentate in Fig. 8, per varie condizioni dell'ambiente gassoso. In O_3 la superficie è così fortemente di tipo « P », che tramite l'effetto di campo è possibile solo variare la pendenza delle bande, ma non invertirla: in tal caso, infatti, la conducibilità dovrebbe passare attraverso un minimo, fatto che invece non viene osservato (*a*). Questo minimo compare gradualmente dopo che il gas è stato eliminato (*b*, *c*), mostrando che la superficie in assenza di gas è leggermente « N » (*d*). In presenza di vapor d'acqua la superficie è invece fortemente « N » e lo stesso ritorno alla condizione iniziale si osserva quando il gas viene escluso (*e*, *f*). L'evidente continuità delle varie figure, conferma che gli stati veloci non sono sostanzialmente alterati dall'ambiente esterno. Inoltre permette di costruire per composizione un'unica curva, rappresentata in Fig. 9. In tale figura è riportata

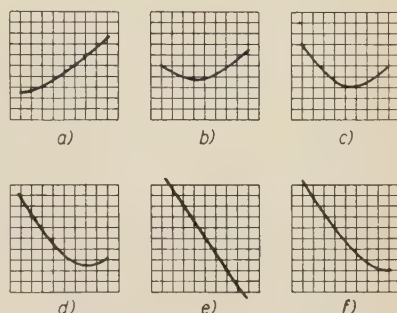


Fig. 8. - Segnali di effetto di campo in diversi ambienti gassosi (da BROWN e coll. ^(8,16)).

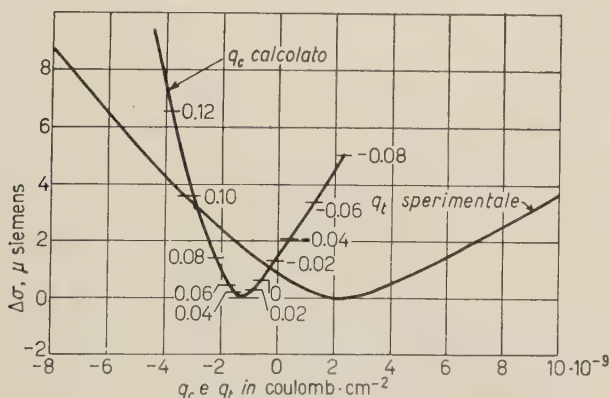


Fig. 9. - Confronto tra la conducibilità di superficie sperimentale e quella prevista teoricamente in assenza di trappole (da BROWN e coll. ^(8,18)).

anche la variazione di conducibilità per unità di superficie in funzione dei soli portatori mobili q_c , data dalla (14), che è stata calcolata senza tener conto della riduzione di mobilità. Le due curve sono state sistemate in modo che i due minimi coincidano, assunzione lecita perchè il minimo non dipende dalla carica intrappolata q_s . Sulla curva calcolata sono riportati i valori di $e\Phi_s$ che,

tramite la (9), corrispondono alle varie densità q_c . Il confronto tra le due curve permette di determinare, per un dato valore di $\Delta\sigma$, q_s in funzione di $e\Phi_s$, come differenza tra le due ascisse (Fig. 10).

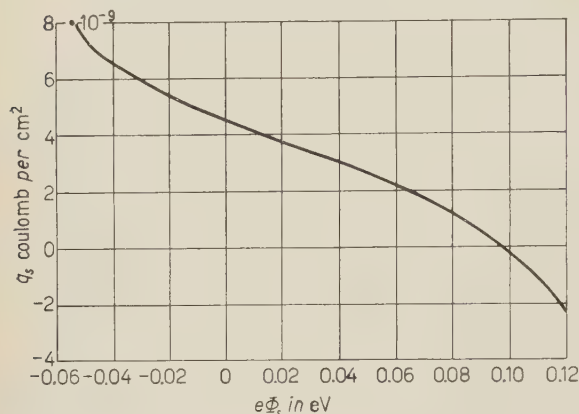


Fig. 10. — Carica negli stati superficiali in funzione della distanza dal livello di Fermi (da BROWN e coll. ^(5,18)).

simmetrica degli stati rispetto alla metà della banda proibita. Ora, la distribuzione di carica negli stati veloci in presenza di un unico gruppo di livelli di densità N_t , localizzati all'energia E_t , è data dalla funzione di Fermi-Dirac:

$$(16) \quad \frac{q_s}{e} = - \frac{N}{1 + \frac{1}{2} \exp[(E_t - E_s - e\Phi_s)/kT]},$$

o da una somma di termini di questo tipo se più gruppi di livelli sono presenti. Sostituendo nella (16), o meglio nella sua derivata, valori opportuni dei parametri N_t ed E_t , è possibile costruire una famiglia di curve e porla a confronto con quella di Fig. 11. Questo confronto permetterebbe di determinare la distribuzione di equilibrio degli stati veloci se la variazione sperimentale di Φ_s fosse sufficientemente ampia: in realtà questa condizione non è stata ot-

Maggior evidenza per la dipendenza di q_s da Φ_s si ha dalla considerazione della derivata $dq_s/d\Phi_s$, tratta dalla curva precedente: tale derivata ha le dimensioni di una densità degli stati superficiali $(\text{cm}^2 \times \text{volt})^{-1}$, se viene divisa per la carica elettronica (Fig. 11). La prima osservazione che può essere fatta è che la curva di Fig. 11 presenta un minimo; tale minimo indica una distribuzione più o meno

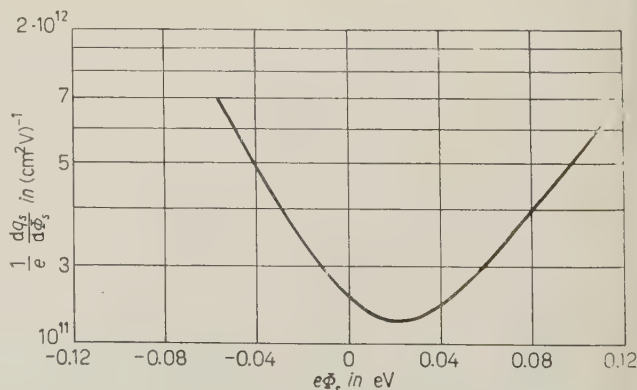


Fig. 11. — Densità degli stati superficiali in funzione della distanza dal livello di Fermi (da BROWN e coll. ⁽⁸⁾).

tenuta sperimentalmente per cui non è possibile determinare univocamente i parametri che compaiono nella (16) e nella sua derivata. Tuttavia si possono ugualmente avanzare alcune ipotesi. Si verifica che la curva sperimentale non può essere giustificata nè da un solo paio di livelli simmetrici rispetto al minimo situati completamente all'interno della zona esplorata sperimentalmente, e neppure da un solo paio di livelli localizzati al di fuori di essa. Infatti la sostituzione di parametri di questo tipo nella derivata della (16) dà luogo ad una curva che non concorda con i dati sperimentali. Nel primo caso essa presenta agli estremi della zona esplorata una notevole diminuzione (analogamente alla sua derivata), fatto che non appare sperimentalmente. Nel secondo caso invece la pendenza dei due rami simmetrici della curva teorica è alquanto maggiore che nella curva sperimentale. La curva di Fig. 11 può essere spiegata pensando che esistano due paia di livelli, uno dentro e uno fuori della zona esplorata, oppure una distribuzione continua. Infatti alla temperatura ambiente kT è dell'ordine dell'intervallo di energie esplorato, per cui la distinzione tra livelli continui e discreti non è netta.

Come conclusione più probabile si può dire che c'è una densità di stati veloci di $(10^{11} \div 10^{12}) \text{ (cm}^2 \times \text{volt)}^{-1}$ presso la metà della banda proibita ed una densità maggiore di stati localizzati a oltre 0.1 eV dalla metà della banda in entrambe le direzioni.

Misure analoghe a quelle del gruppo di Brown sono state eseguite da BARDEEN e collaboratori ⁽²⁰⁻²²⁾. A differenza dei primi, BARDEEN applica un campo modulante sufficientemente piccolo, in modo che la variazione di conducibilità dovuta all'effetto di campo possa ritenersi proporzionale alla variazione del potenziale di superficie. Ciò equivale a misurare direttamente la derivata della conducibilità in funzione di u_s . È allora possibile introdurre una mobilità effettiva sperimentale di effetto di campo definita come

$$(17) \quad \mu_{F.E., \text{per}} = - \frac{\text{variazione di } \Delta\sigma}{\text{carica totale indotta}} \simeq - \frac{d\Delta\sigma}{dq},$$

dove al solito $\Delta\sigma$ rappresenta la conducibilità in eccesso per unità di superficie data dalla (14). Il confronto tra la mobilità effettiva sperimentale di effetto di campo e quella definita teoricamente tramite la (15) come variazione elementare di $\Delta\sigma$ corrispondente ad una variazione infinitesima delle sole cariche mobili, permette, al variare di u_s , di trarre informazioni sullo spettro degli stati veloci. Il potenziale di superficie viene variato col sistema dei cicli gassosi ed è sperimentalmente determinabile tramite la curva di Fig. 6 da misure di

⁽²⁰⁾ S. R. MORRISON: *Journ. Phys. Chem.*, **57**, 860 (1953).

⁽²¹⁾ J. BARDEEN e S. R. MORRISON: *Physica*, **20**, 873 (1954).

⁽²²⁾ J. BARDEEN, R. F. COOVERT, S. R. MORRISON, J. R. SCHRIEFFER e R. SUN, *Phys. Rev.*, **104**, 47 (1956).

conducibilità in continua eseguite parallelamente a quelle di mobilità di effetto di campo. In Fig. 12 è rappresentato l'andamento di Δr (d.d.p. misurata in

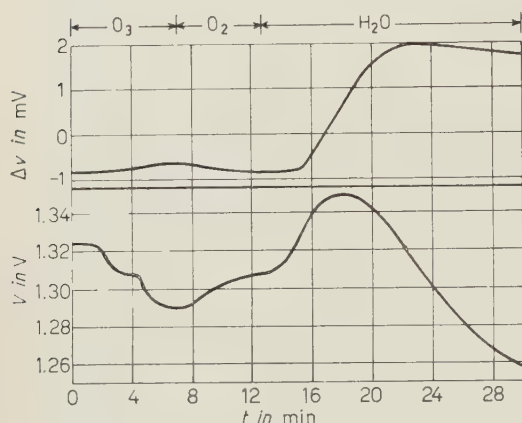


Fig. 12. - Effetto di campo e conducibilità in funzione del tempo (da BARDEEN e coll. ⁽²²⁾).

e quella teorica calcolata da Schrieffer (Fig. 7), entrambe espresse in funzione del potenziale di superficie. La curva sperimentale è stata leggermente corretta in modo che la mobilità di effetto di campo muti segno al giusto valore di u_s .

Onde risalire, partendo dal confronto tra le due curve, alla densità e alla posizione degli stati di superficie, è utile introdurre il rapporto R delle due mobilità, teorica e sperimentale. Dividendo membro a membro la (15) e la (17) e tenendo conto che $q_t = q_s + q_c$, si trova una espressione che pone in relazione i differenziali delle cariche intrappolate e di quelle mobili:

$$(18) \quad dq_s = (R - 1) dq_c.$$

Nel caso particolare di germanio intrinseco (come è lecito assumere in queste misure eseguite su campioni di 40 Ωcm), è facile trovare un'espressione per la derivata di q_c rispetto al potenziale ridotto di superficie u_s ; infatti dalla (9) si ha:

$$\frac{dq_c}{du_s} = \frac{\epsilon \epsilon_0 k T}{e L_D} \cosh \frac{u_s}{2};$$

corrispondenza alla modulazione di $\Delta\sigma$ e di V (caduta in corrente continua lungo il campione) al variare dell'ambiente gassoso. Si osservi che il minimo di conducibilità (corrispondente approssimativamente alla condizione di intrinsecità della superficie) compare allorché la mobilità sperimentale di effetto di campo muta segno, come è da attendersi per il fatto che quest'ultima è proporzionale alla derivata della conducibilità.

In Fig. 13 sono poste a raffronto la curva sperimentale della mobilità di effetto di campo

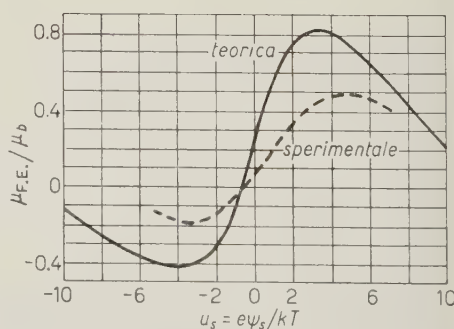


Fig. 13. - Valori teorici e sperimentali della mobilità di effetto di campo in funzione del potenziale di superficie (da BARDEEN e coll. ⁽²²⁾).

da questa e dalla (18) si trae un'espressione per la derivata dq_s/du_s che integrata dà

$$(19) \quad q_s = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 k T}{e L_D} \int_{u_{s1}}^{u_{s2}} (R - 1) \cosh \frac{u_s}{2} du_s.$$

La (19) è rappresentata in Fig. 14 dalla curva a continua. La derivata di q_s (circoletti) presenta una rapida variazione presso $5 kT$: ciò fa pensare che una trappola sia localizzata a questa energia. Infatti calcolando la derivata della (16) per un livello situato a questa energia, si trova un eccellente accordo con i dati sperimentali (curva tratteggiata). È tuttavia necessario ammettere la possibilità che anche una piccola densità continua sia presente. Altre misure eseguite su campioni della stessa resistività, o anche di resistività alquanto inferiore, hanno dato sostanzialmente gli stessi risultati; inoltre si è ottenuta un'indicazione sulla presenza di un livello analogo a quello descritto, ma situato nella metà superiore della banda proibita a oltre $5 kT$ da E_i . Tuttavia nelle esperienze di BARDEEN e collaboratori non è stato ottenuto per le bande un incurvamento sufficiente all'esplorazione di questa zona.

Poichè i risultati dei gruppi di BARDEEN e di BROWN, sebbene ottenuti dallo stesso tipo di misure, sembrano in notevole disaccordo e non danno una indicazione precisa sulla struttura dei livelli, sono necessari altri dati sperimentali indipendenti per interpretare in modo definitivo la natura degli stati superficiali. STATZ e collaboratori^(23-25,3) hanno eseguito misure di conduttanza di canale sulla base di transistori a giunzione di silicio o di magnesio⁽²⁶⁾. Nel germanio sono stati misurati soltanto gli stati localizzati nella metà inferiore della banda proibita. STATZ ha trovato una densità di stati dell'ordine di 10^{11} cm^{-2} , situati a 0.138 eV dalla metà della banda.

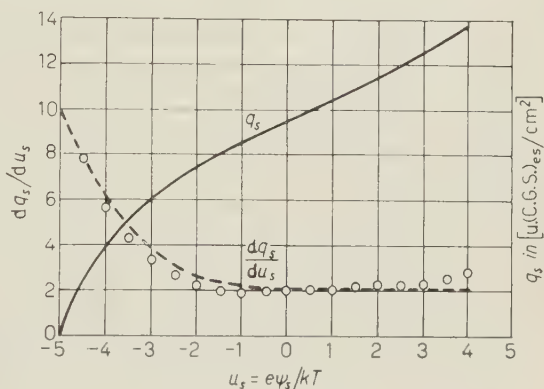


Fig. 14. — Carica negli stati superficiali e sua derivata rispetto al potenziale di superficie, tratte dal confronto tra le curve teorica e sperimentale di Fig. 13 (da BARDEEN e coll. (22)).

(23) L. DAVIS, H. STATZ e G. A. DE MARS: *Phys. Rev.*, **98**, 540 (1955).

(24) H. STATZ, G. DE MARS, L. DAVIS e A. ADAMS: *Phys. Rev.*, **101**, 1272 (1956).

(25) H. STATZ, G. DE MARS, L. DAVIS e A. ADAMS: *Phys. Rev.*, **106**, 455 (1957).

(26) R. H. KINGSTON: *Phys. Rev.*, **98**, 1766 (1955).

Indicazioni maggiori sulla natura degli stati superficiali hanno tratto MANY e collaboratori (^{27,28}) associando alle misure di conducibilità di effetto di campo, quelle di velocità di ricombinazione superficiale in funzione del potenziale di superficie. MANY conferma l'esistenza di quattro gruppi principali di livelli, approssimativamente simmetrici a due a due rispetto alla metà della banda proibita. Il vantaggio del metodo sperimentale di Many è quello di permettere, dal confronto dei due tipi di dati, una più accurata determinazione dei livelli energetici. Ciò è peraltro possibile solo per i due livelli più vicini alla metà della banda: infatti gli altri due non contribuiscono al processo di ricombinazione, mostrando di essere caratterizzati da una sezione di cattura trascurabile. Le esperienze di Many e collaboratori permettono comunque di concludere in maniera attendibile che lo spettro degli stati superficiali situati presso la metà della banda è essenzialmente discreto. Più recentemente WANG e WALLIS (²⁹) hanno confermato questo risultato eseguendo lo stesso tipo di misure di Many.

Per chiarezza, nella Tabella I sono riportate le energie e le densità degli stati veloci ottenute dai diversi autori citati.

TABELLA I. — *Distribuzione degli stati di superficie secondo i risultati sperimentali di diversi ricercatori. Le energie sono espresse in eV e sono riferite al livello di Fermi per germanio intrinseco. Tra parentesi sono date le densità in cm⁻².*

BROWN	BARDEEN	STATZ	MANY	WANG e WALLIS
0.1	0.125	—	0.175	0.175
— 0.1	— 0.125/— 0.150 ((1 ÷ 3) · 10 ¹¹)	— 0.138 ((1 ÷ 4) · 10 ¹¹)	— 0.125	—
Piccola distribuzione continua presso E_i ((1 ÷ 10) · 10 ¹¹)	Piccola distribuzione continua presso E_i ((1 ÷ 10) · 10 ¹¹)	—	0.075/0.150 ((1 ÷ 4) · 10 ¹¹)	0.087/0.112 ((1 ÷ 10) · 10 ¹⁰)
» (*)	» (*)	—	— 0.025 ((1 ÷ 10) · 10 ¹⁰)	— 0.025 ((2 ÷ 20) · 10 ¹⁰)

L'accordo può ritenersi discreto sia riguardo alle posizioni dei livelli, sia riguardo alle loro densità, se si tiene conto che la loro struttura è strettamente

(²⁷) A. MANY, E. HARNIK e Y. MARGONINSKI: *Semiconductor Surface Physics* (Philadelphia, 1957).

(²⁸) E. HARNIK, Y. GOLDSTEIN, N. B. GEOVER e A. MANY: *Journ. Phys. Chem. Solids*, **14**, 193 (1960).

(²⁹) S. WANG e G. WALLIS: *Phys. Rev.*, **105**, 1459 (1957).

connessa al trattamento subito inizialmente dalla superficie. Oltre a ciò, misure fatte da MANY e GERLICH ⁽³⁰⁾ su uno stesso campione con diverso grado di ossidazione o sottoposto a prolungate esposizioni a differenti ambienti gassosi, hanno rivelato notevoli variazioni della distribuzione dei livelli. Le differenze osservate nello stesso campione subito dopo la pulitura chimica e alcuni giorni più tardi, sono dell'ordine di quelle che compaiono tra i risultati dei diversi autori riportati nella Tabella I. Questo comportamento è stato osservato anche da WANG e WALLIS, in contrasto con le conclusioni dei gruppi di BARDEEN e di BROWN, che avevano ritenuto tale fenomeno pressochè trascurabile.

In conclusione, la superficie non può essere rappresentata da un unico gruppo di parametri, poichè la sua struttura dipende strettamente anche dalla storia successiva al trattamento meccanico e chimico iniziali (oltrechè dalla sua orientazione). È oltremodo sorprendente il fatto che la struttura dei livelli dipenda dall'ambiente circostante (purchè l'esposizione sia sufficientemente lunga) anche molte settimane dopo l'attacco chimico, quando cioè è presente uno spesso strato di ossido che dovrebbe isolare stabilmente l'interfaccia semiconduttore-ossido dall'esterno. Un altro fenomeno cui è difficile dare una spiegazione è la dipendenza dalla temperatura della struttura degli stati di superficie, fatto concordemente osservato dalla maggior parte dei citati ricercatori. Quindi, sebbene alla luce delle esperienze riferite si possano trarre alcune interessanti conclusioni di carattere generale sulla natura degli stati veloci, non è facile, allo stato attuale delle ricerche, avere informazioni precise, soprattutto per quanto concerne la loro origine.

3. - Determinazione sperimentale della mobilità effettiva superficiale.

L'analisi dei dati forniti dalle esperienze precedentemente descritte è condizionata all'interpretazione data da SCHRIEFFER del meccanismo di « scattering » alla superficie. In realtà, l'assunzione del modello di Schrieffer è stata solo in parte convalidata dall'esperienza, in quanto mancano risultati sperimentali che confermino definitivamente, soprattutto dal punto di vista quantitativo, il modello di « scattering » isotropo. Molti lavori sperimentali anzi, pur non facendo luce sul reale meccanismo di « scattering » superficiale, sembrano suggerire che altri fenomeni devono essere presi in considerazione nel valutare la riduzione della mobilità dei portatori superficiali.

PETRITZ e ZEMEL ⁽³¹⁻³³⁾ hanno eseguito misure simultanee di effetto Hall e di conducibilità su campioni di germanio intrinseco, sufficientemente sottili

⁽³⁰⁾ A. MANY e D. GERLICH: *Phys. Rev.*, **107**, 404 (1957).

⁽³¹⁾ R. L. PETRITZ: *Phys. Rev.*, **110**, 1254 (1958).

⁽³²⁾ J. N. ZEMEL e R. L. PETRITZ: *Phys. Rev.*, **110**, 1263 (1958).

⁽³³⁾ J. N. ZEMEL e R. L. PETRITZ: *Journ. Phys. Chem. Solids*, **8**, 102 (1959).

perchè il contributo dovuto alla superficie non sia trascurabile rispetto a quello dell'interno del semiconduttore. Il campione, soggetto ad un campo magnetico normale alla sua superficie, e ad un campo elettrico perpendicolare al primo, viene sottoposto ad un ciclo gassoso del tipo di Bardeen e Brattain e vengono registrate contemporaneamente la d.d.p. di effetto Hall e quella di conducibilità. Nel passaggio dalla superficie di tipo «P» (in ozono secco) a quella di tipo «N» (in ossigeno umido) si attraversa la condizione di bande piatte: più o meno in corrispondenza a questa posizione è prevedibile l'apparizione di un minimo per la conducibilità e di un massimo per l'effetto Hall; questo è verificato sperimentalmente. Assumendo questi due estremi come punti di riferimento, è possibile rappresentare il coefficiente di Hall relativo R/R_{\max} in funzione della variazione relativa della conducibilità (dal suo valore minimo) $(\sigma - \sigma_{\min})/\sigma_{\min}$ (in Fig. 15 i circoletti rappresentano i punti sperimentali). PETRITZ ha calcolato il coefficiente di Hall e la conducibilità globali per un campione

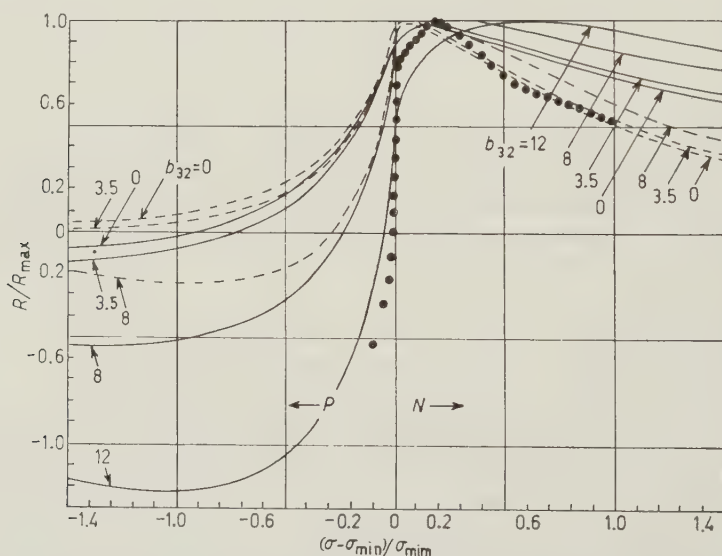


Fig. 15. - Confronto del coefficiente di Hall teorico con i dati sperimentali (da ZEMEL e PETRITZ ⁽³²⁾).

di spessore d in funzione del potenziale ridotto di superficie u_s . Nel caso che la conduzione sia dovuta a due soli tipi di portatori (buche ed elettroni), si trovano per σ e per R le seguenti espressioni:

$$(20) \quad \frac{\sigma - \sigma_b}{\sigma_b} = \frac{2eL_D}{\sigma_b d} [\Delta n \mu_{ns} + \Delta p \mu_{ps}],$$

$$(21) \quad \frac{R}{R_b} = -\frac{2eL_D}{R_b d \sigma^2} [\Delta n \mu_{ns}^2 + \Delta p \mu_{ps}^2] + \left[\frac{\sigma_b}{\sigma} \right]^2,$$

dove μ_{ns} e μ_{ps} sono le mobilità ridotte di Schrieffer di superficie rispettivamente per gli elettroni e per le buche,

$\sigma_b = e[n\mu_n + p\mu_p]$ è la conducibilità della regione interna del campione,

e $R_b = -(e/\sigma_b^2)[n\mu_n^2 - p\mu_p^2]$ è il suo coefficiente di Hall.

Infine Δn e Δp sono gli eccessi di portatori superficiali per unità di superficie.

Dalle curve (20) e (21), opportunamente normalizzate rispetto ai loro estremi (minimo per la conducibilità e massimo per il coefficiente di Hall), è possibile trovare una relazione teorica tra R/R_{\max} e $(\sigma - \sigma_{\min})/\sigma_{\min}$ e porla a confronto con i dati sperimentali (curva tratteggiata contrassegnata da $b_{32}=0$ in Fig. 15). L'accordo è buono nella regione « N », mentre nella regione « P » i punti della curva sperimentale giacciono molto al di sotto della curva calcolata. Un notevole miglioramento si ottiene introducendo accanto agli elettroni e alle buche un terzo tipo di portatori, le buche leggere, aventi, come suggeriscono le misure di risonanza ciclotronica e i calcoli sulla struttura delle bande, massa sei o sette volte più piccola e concentrazione 0.042 volte quella delle buche pesanti. È facile estendere le formule riportate per la conducibilità e per il coefficiente di Hall al caso in cui la conduzione sia effettuata dai tre tipi di portatori. In Fig. 15, accanto alla curva precedente, appaiono (tratteggiate) le curve calcolate assumendo che il rapporto b_{32} delle mobilità delle buche leggere e di quelle pesanti sia rispettivamente 3.5, 8 e 12. Le curve a tratto continuo sono state infine calcolate usando, in luogo delle mobilità effettive di Schrieffer, le mobilità della regione interna del semiconduttore; esse differiscono alquanto da quelle tratteggiate, indicando che il fenomeno della riduzione della mobilità può essere adeguatamente studiato con questo metodo.

Il confronto tra curve tratteggiate e dati sperimentali nella regione in cui u_s è positivo conferma che la teoria dello Schrieffer è adatta ad interpretare la riduzione di mobilità e porta ad un eccellente accordo quantitativo con l'esperienza. D'altra parte l'esame della regione in cui la superficie è di tipo « P » permette di concludere che la presenza delle buche leggere non è trascurabile e che per esse si deve assumere una mobilità circa dodici volte maggiore di quella delle buche pesanti. Tuttavia in questa regione i dati sperimentali presentano una caduta molto rapida che si adatta meglio alle curve costruite senza tener conto della riduzione di mobilità. Questo comportamento non è comprensibile e sembra indicare che altri fattori devono essere presi in considerazione nel calcolare le curve teoriche.

Misure analoghe a quelle di Petritz e Zemel sono state compiute in questo laboratorio su campioni di germanio pressochè intrinseco, aventi spessori dell'ordine di 50 μm ⁽³¹⁾. Il campione viene tagliato con un trapano ad ultra-

⁽³¹⁾ G. CHIAROTTI, G. DELLA PERGOLA, A. FROVA e M. L. LAZZARINO: *Suppl. Nuovo Cimento*, **2**, 299 (1961).

suoni secondo la forma che appare in Fig. 16; il piano di giacitura della superficie è il piano $(1, 0, 0)$. Inizialmente lo spessore del campione è di circa $200\ \mu\text{m}$ e viene ridotto a quello desiderato mediante attacchi chimici non preferenziali in CP_4 o White Etch. Il campione così preparato viene montato su un sostegno

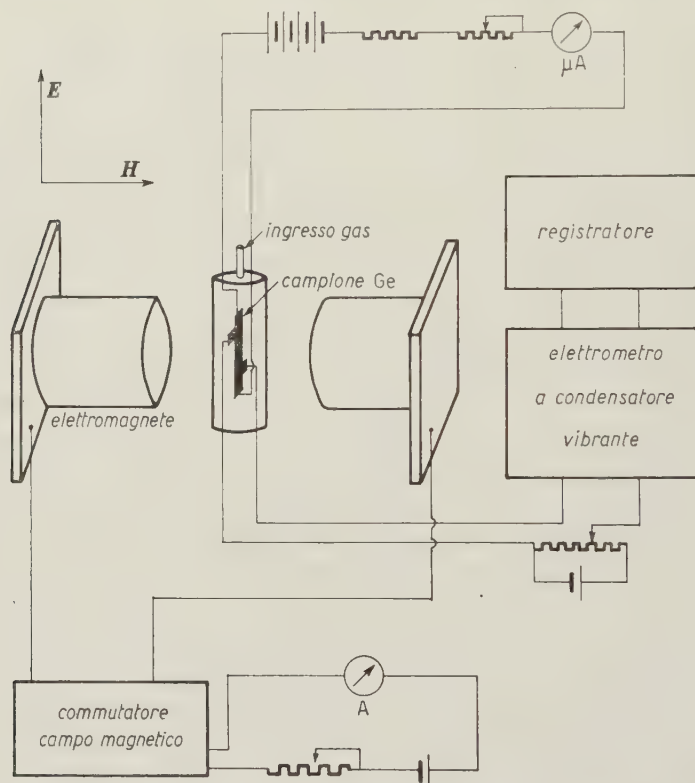


Fig. 16. - Apparato sperimentale per la misura simultanea della conducibilità e dell'effetto Hall.

opportuno ed introdotto in un contenitore termostattizzato nel quale si possono creare diversi ambienti gassosi. Il campione è sistemato in modo che il gas possa liberamente accedere ad entrambe le superfici. Il campo elettrico viene applicato secondo l'asse longitudinale del campione (direzione $(1, 1, 0)$) ed il campo magnetico, normale alle superfici ed eguale a $2\,500$ gauss, può essere ciclicamente eliminato ed invertito di senso tramite un commutatore a mercurio. L'effetto Hall e la conducibilità vengono simultaneamente misurati tra i terminali che appaiono in figura, ai quali sono saldate sottili strisce di rame. Infatti la differenza di potenziale che si stabilisce tra detti terminali è uguale (rispettivamente in assenza di campo magnetico, con campo magne-

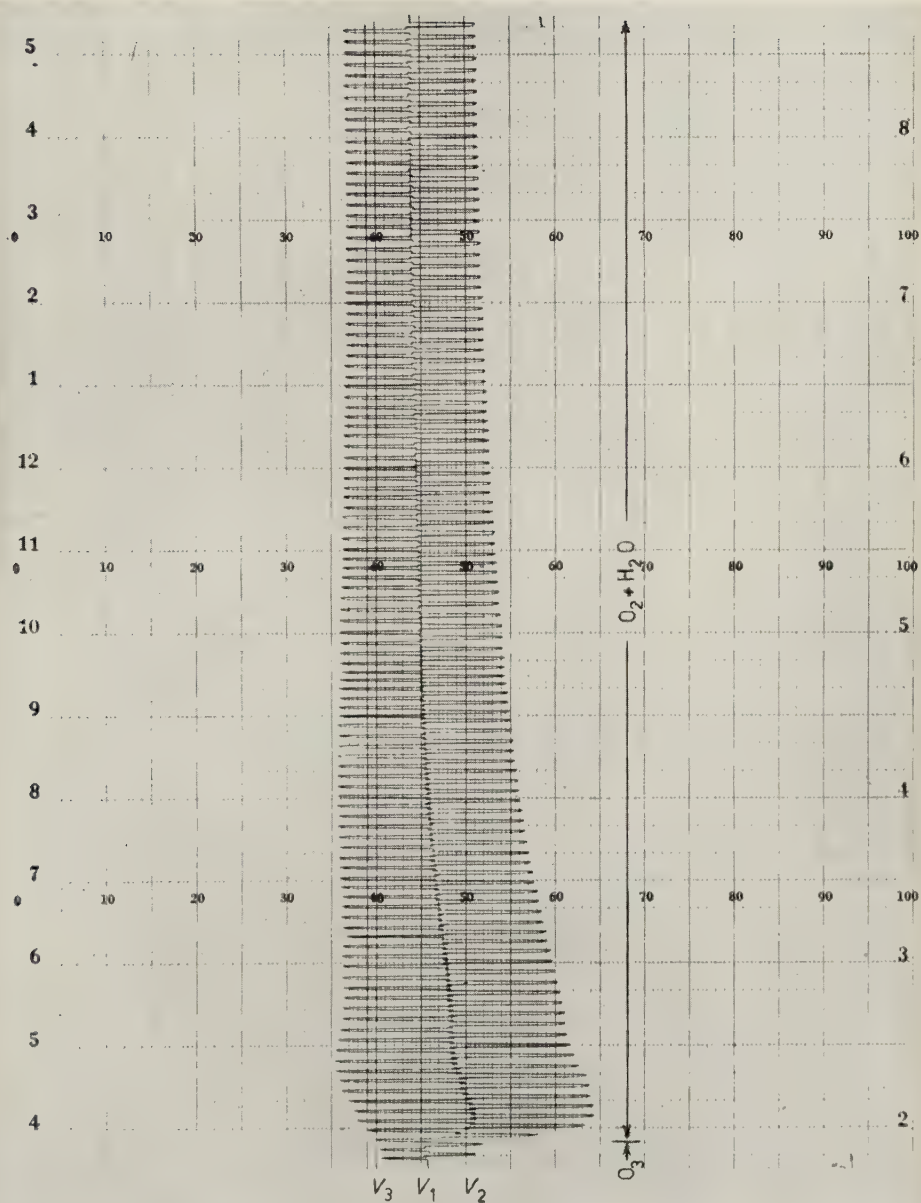


Fig. 17. -- Esempio di registrazione del segnale che compare ai terminali del campione durante un ciclo gassoso.

tico in un senso, con campo nel senso opposto) a:

$$V_1 = V_0, \quad V_2 = V_0 + V_M + V_H, \quad V_3 = V_0 + V_M - V_H,$$

dove V_0 = caduta ohmica, V_M = caduta dovuta alla magnetoresistenza, V_H = differenza di potenziale di effetto Hall. La risoluzione di questo sistema permette di calcolare le tre incognite V_0 , V_M , V_H . Un tipico esempio di registrazione eseguita secondo queste modalità appare in Fig. 17. I segnali vengono rilevati per mezzo di un elettrometro a condensatore vibrante avente impedenza di ingresso di 10^{15} ohm: in tal modo le misure vengono praticamente eseguite a circuito aperto, per cui viene eliminato ogni possibile fenomeno di raddrizzamento. L'elettrometro è collegato ad un potenziometro registratore a penna Brown. L'apparato sperimentale è mostrato in Fig. 16.

Il campione viene sottoposto ad un ciclo gassoso in cui si alternano ozono secco e ossigeno umido; si osserva che le misure di conducibilità e di effetto Hall eseguite durante un intero ciclo si riproducono in modo soddisfacente da

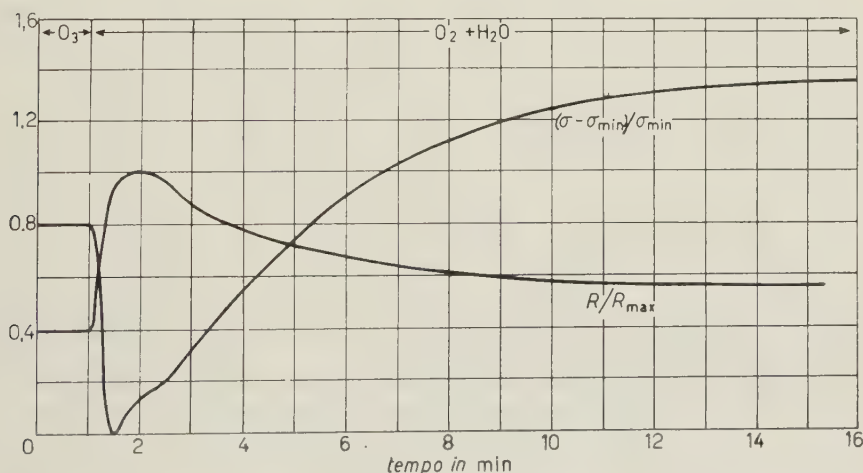


Fig. 18. - Variazione della conducibilità e del coefficiente di Hall durante un ciclo gassoso.

ciclo a ciclo allorchè la superficie del germanio ha raggiunto un certo grado di ossidazione, il che avviene circa trenta minuti dopo l'attacco chimico. Esempi di variazione della conducibilità e dell'effetto Hall durante un ciclo, in condizioni di riproducibilità dopo attacco chimico in CP_4 , sono riprodotti in Fig. 18. Come accennato altrove, la conducibilità presenta un'evidente posizione di minimo: ciò dovrebbe avvenire allorchè la superficie è intrinseca e pertanto la conducibilità nel minimo dovrebbe avere circa lo stesso valore che essa ha

nell'interno nel semiconduttore. Un primo rilievo è che, al contrario, σ_{\min} sembra avere un valore inferiore, in contrasto con il modello assunto per la superficie, che non prevede alcuna variazione della mobilità e della densità dei portatori in assenza di incurvamento delle bande. L'effetto Hall presenta invece un massimo che compare successivamente al minimo di conducibilità, come prevedono le relazioni (20) e (21) calcolate da PETRITZ. In Fig. 19 è rappresentata la curva sperimentale che si ottiene eliminando il parametro comune tempo dalle curve di Fig. 18 (circoletti vuoti). I cerchi pieni rappresentano invece i dati sperimentali ottenuti dallo stesso campione dopo una supplementare puli-

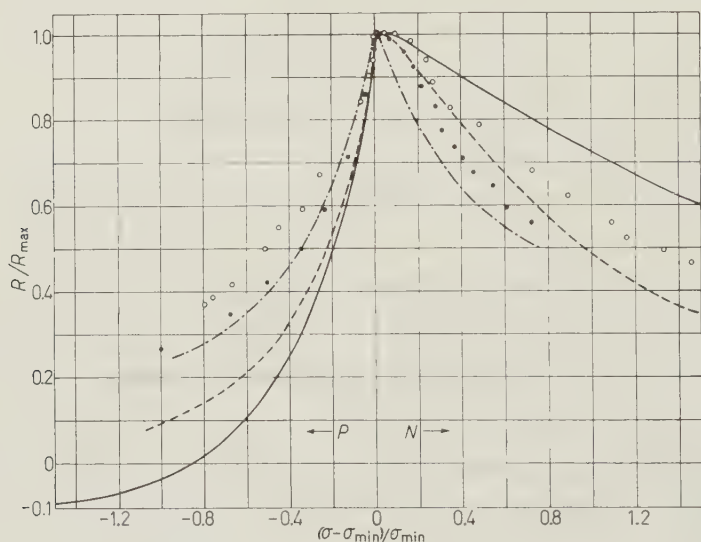


Fig. 19. — Confronto con i dati sperimentali del coefficiente di Hall teorico, calcolato con mobilità di Schrieffer μ_{eff} (curva tratteggiata), mobilità non ridotta (curva continua) e mobilità arbitrariamente assunta eguale a $\mu_{\text{eff}}/2$ (curva a tratto-punto). I circoli vuoti rappresentano le misure effettuate dopo attacco chimico in CP_4 , quelli pieni dopo attacco chimico con Superoxol.

tura chimica effettuata con Superoxol. In Fig. 19 sono state riportate pure le curve teoriche ottenute dalle espressioni calcolate da PETRITZ per due soli tipi di portatori, assumendo rispettivamente mobilità non ridotte (curva continua) e mobilità effettive di Schrieffer (curva tratteggiata). È stato preso in considerazione il caso di due tipi di portatori in quanto, in contrasto con PETRITZ e ZEMEL, i dati sperimentali sono situati al di sopra della curva calcolata e pertanto un più scarso accordo si sarebbe ottenuto assumendo che la conduzione sia da attribuire a tre tipi di portatori.

I dati sperimentali non sono molto discordanti dalla curva calcolata allorché la superficie è di tipo « N », ma al contrario differiscono alquanto, anche sotto

l'aspetto qualitativo, dai valori teorici nella regione « P ». Un'indagine più approfondita permette di concludere che la mobilità delle buche nella regione « P » deve considerarsi alquanto più ridotta di quanto non preveda la stima di SCHRIEFFER. In Fig. 19 è stata disegnata a tratto-punto la curva che si ottiene assumendo arbitrariamente che, per ogni valore del potenziale di superficie, la mobilità dei portatori di maggioranza sia eguale alla metà di quella calcolata da SCHRIEFFER. Tale curva si avvicina ai dati sperimentali e ciò suggerisce che il modello adottato da SCHRIEFFER non corrisponde al reale meccanismo di « scattering » superficiale. Questa ipotesi, sostanzialmente in accordo con i risultati di MANY, GROVER, GOLDSTEIN e HARNIK ⁽³⁵⁾, che sono pervenuti ad analoghe conclusioni da misure di effetto di campo in condizioni di non equilibrio, contrasta con i risultati di MILLEA e HALL ⁽³⁶⁾ e di MISSMAN e HANDLER ⁽³⁷⁾, i quali concordemente hanno osservato una riduzione di mobilità nella regione di carica spaziale inferiore a quella prevista da SCHRIEFFER e suggeriscono che lo « scattering » superficiale non avviene in modo completamente isotropo ma anche, in parte, per riflessione speculare.

Questo disaccordo tra i vari ricercatori suggerisce che le misure devono essere considerate strettamente dipendenti dalle condizioni particolari del campione e della sua superficie. Tuttavia, a sostegno delle conclusioni sopra riportate in accordo con MANY e collaboratori, sussiste il fatto, cui si è accennato, che la conducibilità nel punto di minimo appare inferiore a quella dell'interno del semiconduttore. Infatti, pur tenendo conto della notevole approssimazione (circa 20%) introdotta nei dati assoluti di conducibilità dalla incertezza nelle misure di spessore (alquanto diverso nelle varie regioni del campione a causa della maggiore velocità di riduzione chimica presso i suoi bordi, per cui è necessario considerarne il valor medio), questo fenomeno si è riprodotto nella quasi totalità dei casi, confermando che una certa riduzione della mobilità dei portatori è sempre presente alla superficie, indipendentemente dall'esistenza di una barriera di potenziale. Non è da escludersi tuttavia che tale riduzione possa dipendere da una disuniformità del valore del potenziale nelle varie zone della superficie, per cui in realtà i portatori subirebbero un ulteriore « scattering » muovendosi tra zone contigue caratterizzate da valori di u_s leggermente diversi. In particolare, in prossimità della condizione di bande piatte, la zona superficiale risulta costituita da piccole regioni adiacenti di tipo « P » e di tipo « N », separate da vere e proprie giunzioni, che riducono sensibilmente la mobilità dei portatori di superficie.

È alquanto arduo trarre informazioni di carattere quantitativo sufficiente-

⁽³⁵⁾ A. MANY, N. B. GROVER, Y. GOLDSTEIN e E. HARNIK: *Journ. Phys. Chem. Solids*, **14**, 186 (1960).

⁽³⁶⁾ M. F. MILLEA e T. C. HALL: *Phys. Rev., Lett.*, **1**, 276 (1958).

⁽³⁷⁾ R. MISSMAN e R. HANDLER: *Journ. Phys. Chem. Solids*, **8**, 109 (1958).

mente attendibili sulla misura in cui questi effetti contribuiscono alla riduzione della mobilità di superficie. Se tuttavia si considera l'estremo della regione « P », dove le eventuali fluttuazioni del potenziale di superficie si possono ritenere trascurabili rispetto al suo valor medio, si deve supporre che, almeno per i portatori positivi, altri meccanismi di diffusione debbano essere presi in considerazione in aggiunta a quello dello « scattering » completamente isotropo. In conclusione, la misura assoluta della conducibilità nel punto di minimo costituisce un metodo semplice e diretto per verificare la validità del modello di Schrieffer. Un serio ostacolo è rappresentato però dalla forte approssimazione introdotta nei dati sperimentali dalla misura dello spessore del campione: a questo inconveniente si potrebbe ovviare utilizzando campioni alquanto più spessi ed eseguendo misure di conducibilità e di effetto Hall in presenza di effetto di campo.

* * *

Gli autori desiderano ringraziare il C.N.R. per il contributo alla ricerca e la Società Generale Semiconduttori per aver gentilmente fornito i campioni di germanio. Gli autori esprimono inoltre la loro gratitudine al professor G. CHIAROTTI e al dottor G. F. NARDELLI per il loro interessamento e i molti utili suggerimenti.

Instrumentation for Space Research.

D. BRINI, U. CIRIEGI, A. GANDOLFI and G. L. TABELLINI

*Commissione Ricerche Spaziali del C.N.R. - Sezione di Bologna
Istituto di Fisica dell'Università - Bologna*

(ricevuto il 24 Novembre 1961)

CONTENTS. — 1. Introduction. — 2. Instrumentation requisites. 2'1. Required electrical power. 2'2. Weight and volume. 2'3. Reliability. 2'4. Versatility. 2'5. Accuracy of the received data. 2'6. Data processing. 2'7. Data storage capability. 2'8. Information efficiency. 2'9. Telemetering system range. 2'10. Transmission bandwidth. 2'11. Telecontrol capability. — 3. Basic circuits. 3'1. General remarks. 3'2. Impedance adaptors IA. 3'3. Amplifiers A-DC. 3'4. Converters AN. 3'5. Pulse amplifiers PA. 3'6. Threshold circuits TC. 3'7. Shaping circuits F; Delay elements D_j . 3'8. Logical circuits G, FF. 3'9. Telemetry-encoding system TS-C. 3'10. Programmer P. 3'11. Transmitters T. 3'12. Radiocontrol systems CS-R. 3'13. DC-DC converters. 3'14. Conclusions.

1. — Introduction.

A fundamental problem in space research is the suitable instrumentation to be launched.

A certain number of measurements and the possibility of their being recorded at ground with very little probability of error are required in the instrumentation.

Schematically, the instrumentation can be thought of as a series of instruments where the beginning is represented by the various sensors and the end by the recording and the list of the measurement results. The intermediate elements will be:

- 1 - a) instruments able to convert the raw signals coming from the sensors into a form that the experimenter can use in data analysis;
- 1 - b) instruments which can store some or all the data;

- 1 - c) instruments capable of sending measurement results in the desired form to ground;
- 1 - d) apparatus able to receive the transmitted data.

2. - Instrumentation requisites.

There are many practical assemblies of instrumentation which differ, not only in detail, but also in the design philosophy.

At present, through the experience acquired by the most important Laboratories working in this field, it is possible to state some factors affecting the design of the instrumentation ⁽¹⁾. These factors come, under some circumstances, from the necessity of following some general criteria which, besides giving methods for the device optimization, give us the basic elements for judging the instrumentation itself. The aspects to be considered, from this point of view, are the following:

- 2.1) required electrical power;
- 2.2) weight and volume;
- 2.3) reliability;
- 2.4) versatility;
- 2.5) accuracy;
- 2.6) data processing;
- 2.7) data storage;
- 2.8) information efficiency;
- 2.9) telemetry system range;
- 2.10) transmission bandwidth;
- 2.11) telecontrol capability.

We shall discuss these points in the following paragraphs, describing the ideal requisites of a type of instrumentation.

2.1. *Required electrical power.* - The necessity of a low power can be easily understood. In fact, in order to have a continuous working during months or years, it is necessary to use external energy sources such as solar cells. Owing to their low efficiency and limited surface, a practical limit for the supplied power can be of a few watts at present.

It is, therefore, convenient, especially in the case of a rather complicated instrumentation, to use elements with low dissipation, as, for example, silicon

⁽¹⁾ G. H. LUDWIG: *Lectures on Instrumentation for Space Research*, Scuola Int. di Fisica « E. Fermi » (Varenna, 1961).

transistors. In fact, because of their low i_{co} , they can be usefully employed with powers of the order of mW each.

These remarks hold good for the greater part of the instrumentation which, generally, is made of circuits not requiring high power. Taking into account instead the transmitting apparatus it is clear that a limitation of the power supplied is possible only by decreasing the transmitter range, as will be discussed in Section 2'9.

It may be added that the use of radiated powers greater than those supplied by generators is, in some cases, necessary. Here the transmitter must work intermittently, as is required, in such a way that the required average power is lower than that available, using, obviously, suitable accumulators.

2'2. *Weight and volume.* — The minimization of the volume and, above all, of the weight of the whole instrumentation leads to the maximum reduction in the price per experiment, owing to the payload decreasing or, also, an increased number of possible experiments.

With the present components available on the market such reduction is possible and not expensive. It can be pointed out that the device miniaturization allows an increase in their complexity, and, therefore, an improvement in their processing capabilities without changing the part of weight and volume reserved for mechanical components or payloads of any type.

2'3. *Reliability.* — As is known, the reliability is the possibility of successful operation of a component or a system. Such a reliability is an essential requisite of an instrumentation for space research.

The question of a quantitative evaluation of the reliability has been dealt by many authors (^{2,3}), because it is very important not only for space instrumentation.

But, whereas some conclusions or considerations of general and qualitative type may be accepted, other evaluations of quantitative type may sometimes be doubtful, owing to the difficulty in the experimental checks. In fact, the experimental checks of high values of reliability require periods running into years.

In these cases, we try to apply reasonable general methods to improve the system reliability and to check the correct working of the system itself by submitting it to particular conditions.

However, the general considerations to be taken into account in the design of electronic apparatus are the following:

(²) *Reliability of Radio-Electronic Equipment.* « Soviet Radio » (Moscow, 1958).

(³) C. A. KROHN: *Proc. Rad. Eng.*, 48-I, 179, (1960).

I) The malfunctioning frequency *vs.* time can be represented ⁽³⁾ schematically as in Fig. 1.

We see that there are three periods α , β , and γ .

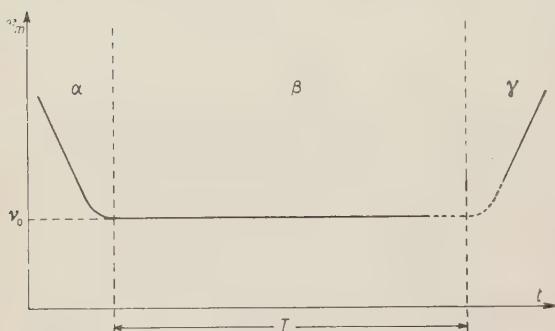


Fig. 1.

In the first, α , we have a decrease in the malfunctionings; this is mainly due to faulty components and to the assembly. This period is important, for practical reasons, because it may last as long as some hundreds of hours. Therefore, checks lasting this reasonable period allow us to remove faulty components.

In the second, β , the average frequency of malfunctioning is constant: this is due to the chance failures of components. This period gives us the useful life T of the system.

The system reliability, then, will be maximized by minimizing the area $\nu_0 T$.

The third, γ , corresponds to the ageing effect of components. Therefore, the useful life T of the system is linked to the minimum mean life of components. It is then convenient that all components have comparable mean lives.

II) The reliability R of a system is given by

$$(1) \quad R = \prod_{i=1}^n R_i,$$

where R_i is the reliability of the i -th component, which can be expressed by

$$R_i = \exp[-t/\tau_i],$$

where τ_i is the mean life-time, or mean time of failure, of the i -th component. This parameter τ_i can be estimated from

$$\tau_i = T_0/f,$$

with T_0 = total operating time,

f = number of failures during T_0 .

For small values of t/τ_i we can write

$$R_i = 1 - t/\tau_i;$$

Quote sociali e prezzi di abbonamento alle pubblicazioni

● Quote sociali per l'anno 1962.

Per l'Italia:

Soci individuali	L. 9 000
» collettivi	» 25 000
» sostenitori	» 60 000

Per l'Estero:

Soci individuali e collettivi	\$ 18 (L. 11 250)
Soci sostenitori	\$ 96 (» 60 000)

Ai Soci vengono inviati gratuitamente *Il Nuovo Cimento*, il *Supplemento al Nuovo Cimento* e il *Bollettino della Società Italiana di Fisica*.

● Abbonamento al *Nuovo Cimento* e al *Supplemento al Nuovo Cimento* per l'anno 1962, per enti e persone *non* Soci della Società Italiana di Fisica.

Per l'Italia:

abbonam. ordinario . .	L. 15 000
» sostenitore . .	» 60 000

Per l'Estero:

abbonam. ordinario .	\$ 28 (L. 17 500)
sostenitore. \$ 96 (»	60 000)

Agli Abbonati viene inviato gratuitamente il *Bollettino della Società Italiana di Fisica*.

EDIZIONE IN CARTA NORMALE E IN CARTA LEGGERA.

Il *Nuovo Cimento* e il *Supplemento* si pubblicano in due edizioni: una in carta normale e una, in ristretto numero di copie, in carta leggera (India bianca). Il prezzo è il medesimo per le due edizioni se spedite per posta normale. Salvo richiesta contraria, si spedisce l'edizione in carta normale.

Coloro che desiderino ricevere l'edizione in carta leggera per posta aerea dovranno assumersi le maggiori spese del trasporto aereo. L'ammontare di dette spese può ricavarsi considerando che l'edizione per il 1962 in carta leggera peserà in totale (*Nuovo Cimento* e *Supplemento* circa $4 \div 4,5$ kg).

Gli autori sono pregati d'inviare, a fare data dal 1° Gennaio 1962, i propri lavori per la pubblicazione al seguente indirizzo: Direttore del NUOVO CIMENTO, Bologna, Via Irnerio, 46, presso l'Istituto di Fisica dell'Università.

Membership fees and subscription fees to publications

● Membership fees for the year 1962.

For Italy:

Individual Members	.	Lit.	9 000
Collective	»	»	25 000
Sponsoring	»	»	60 000

For Foreign Countries:

Individual and	
Collective Members	\$. 18 (Lit. 11 250)
Sponsoring Members	\$. 96 (Lit. 60 000)

To Members *Il Nuovo Cimento*, the *Supplemento al Nuovo Cimento* and the *Bollettino della Società Italiana di Fisica* are sent free of charge.

● Subscription fees to the *Nuovo Cimento* and to the *Supplemento al Nuovo Cimento* for the year 1962 for persons and Institutions *not being* Members of the Italian Physical Society.

For Italy:

ordinary subscription	.	Lit.	15 000
sponsoring	»	»	60 000

For Foreign Countries:

ordinary subscription	\$ 28 (Lit. 17 500)
sponsoring	» \$ 96 (Lit. 60 000)

To subscribers the *Bollettino della Società Italiana di Fisica* is sent free of charge.

NORMAL PAPER EDITION AND WHITE INDIA PAPER EDITION.

The *Nuovo Cimento* and the *Supplemento* are published in two editions: one on normal paper and the other, in only a limited number of copies, on light paper (white India). The price is the same for both editions when they are shipped by surface mail. Unless instructions to the contrary are given, it is the normal paper edition which will be shipped.

Subscribers who wish to receive the light paper edition by air mail will be charged with the necessary additional postal fees. The amount of these expenses may be gathered from the fact that the white India paper edition (*Nuovo Cimento* and *Supplemento*) will assume for 1962 the total weight of (4 + 4,5) kg.

Authors are kindly requested to send, to begin with Jan. 1st, 1962, their papers submitted for publication to the following address: **Direttore del NUOVO CIMENTO, c/o Istituto di Fisica dell'Università, Via Irnerio, 46, Bologna.**

(1) means that the reliability of a system depends on its complexity. It is therefore convenient to employ the least number of components for assembling a system. Besides, every component must have the greatest reliability R_i , that is to say, the greatest mean life-time which, of course, must be greater than the operating time of the whole system.

A component is to be considered faulty when the variation of one of its characteristic parameters is such as to compromise the correct working of the system; it is clear, then, that τ_i , and therefore R_i , can be increased, the components being equal, by designing the circuits in such a way as to maintain their correct working for wide variations of the characteristic parameters of the employed components.

III) The circuit complexity does not always imply a decrease of total reliability. In fact, there are general methods, particularly useful for trigger circuits, which make it possible, by increasing the system complexity, to improve the overall reliability. These are called probabilistic-logic approach and majority-logic approach. A trivial example of reliability improvement can be the following.

Let us suppose there are n trigger circuits connected in such a way that the system works satisfactorily when at least one of them is working correctly. If R_0 is the reliability of each circuit, the system reliability will be:

$$R = 1 - (1 - R_0)^n > R_0.$$

Remembering what we have said above, it is now possible to state some general criteria to be followed both in the design and in the testing phase of apparatus. Such criteria can be summarized as follows:

A) Worst-case design must foresee:

- A.1) Use of passive components with a tolerance of $\pm 20\%$ on the values of the characteristic parameters.
- A.2) Use of active components with a tolerance of $\pm 50\%$ on the values of the characteristic parameters.
- A.3) Voltage supply variations of $\pm 50\%$.
- A.4) Temperature variations from -40°C to $+100^\circ\text{C}$.
- A.5) Use of components having a mean life of some 10^4 hours.

It is to be added that instrumentation of digital type is to be preferred both because it permits the employment of the general methods III for reliability improvement, and because, generally, these circuits present less difficulty in obtaining conditions A).

B) The prototypes are to be tested for:

B.1) Voltage supply variations of $\pm 50\%$.

B.2) Temperature variations from -40°C to $+100^{\circ}\text{C}$.

B.3) Continuous accelerations of the order of many 10 g.

B.4) Vibrations of the order of 10^3 Hz with displacement of the order of centimeters.

B.5) Uninterrupted working for periods as long as some 10^2 hours, submitting the apparatus to conditions B.1-2-3-4).

2'4. *Versatility.* — Generally, it is not possible, both because of time and for economic reasons, to study, design and build completely different instrumentations for each type of space research.

As mentioned at the beginning, a generic instrumentation always includes some elements having specific functions. To change measurements it is enough to use the same fundamental elements in different ways.

Thus, the instrumentation must be subdivided into elementary or basic circuits—each performing a specific logical operation—which, combined in different ways and numbers, may make possible most of the required experiments.

In the design of these circuits some criteria of standardization should be followed regarding: power supply, inputs, outputs, combination of various elements, etc. In this way it will be then possible to match the instrumentation to the wanted particular requirements in a simple and quick way.

2'5. *Accuracy of the received data.* — While most of the measurements require an accuracy of the order of some per-cent, in most cases there is a certain number of measurements requiring, in the result of each single measurement, a considerably higher accuracy. Of course, all this coherently to the employed sensors or detectors.

The necessity of accuracy of per mille or better (at least for a certain number of measurements) imposes considerable limitations in the instrumentation design, namely in the telemetry system. Consequently, the same limitations involve also the transformation of the signals coming from sensors. The fundamental limitation is that regarding the circuit logical design; in fact, while for accuracies of the order of per cent, analog telemetry systems can be employed, for higher accuracies it is necessary to use digital systems, which implies a completely different philosophy of the design.

Now, while the outputs of some sensors (*e.g.*, the elementary particle detectors) are already in digital form and therefore require only to be conveniently shaped in order to be sent into the following units, the outputs of other sensors are in analog form.

In these cases, therefore, their transformation into digital form must be carried out; such a transformation can be often obtained by fairly simple means.

Besides these considerations we add that, in order to improve accuracy (obtaining also other advantages of which we shall speak later on) it may be convenient to make some processing steps before telemetering.

2'6. Data processing. — Two aspects are to be considered: the first concerns the ground processing facilities. In fact, telemetered data must be first read and, possibly later, elaborated or correlated with others. This means that the data must come from the receiver output in a form suitable for mechanical processing. The most useful form is, no doubt, that permitting the employment of digital computers.

The second aspect concerns the usefulness of data processing before transmission. This tendency is suggested by the fact that the greater complexity of the instrumentation, in this case, often implies a smaller payload than that required to produce the telemetering power necessary to transmit raw data ⁽¹⁾.

Furthermore, all this introduces another important advantage, that is, a better utilization of the telemetry system.

All this will be obviously kept in mind in the instrumentation design.

These remarks lead us to prefer a digital instrumentation.

2'7. Data storage capability. — Especially in the case of satellites, since it is not possible to have a number of receiving stations sufficient to follow their whole rotation around the earth, it is necessary to store all the measurements and to telemeter them when the satellite is near a certain receiving station. Otherwise a loss of information is inevitable.

The commonest storage devices use either magnetic tapes or magnetic cores.

The latter is, obviously, used only with digital techniques, while the former either with digital or analog ones.

With magnetic tape storage, however, we prefer the data accumulation in digital form, either for practical reasons or for the greater accuracy obtainable ⁽⁴⁾.

All these remarks on data storage lead us to prefer a digital instrumentation.

2'8. Information efficiency. — A telemetry system can be sketched as in Fig. 2 ⁽⁵⁾. As shown in the figure, the information is sent into the transmitting system, which subjects the information to a non-linear operation (modulation) giving a new signal which contains the input information. This information signal reaches the receiving system through the transmission me-

⁽⁴⁾ G. L. DAVIES: *Magnetic Tape Instrumentation* (New York, 1961).

⁽⁵⁾ M. SCHWARTZ: *Information, Transmission, Modulation and Noise* (New York, 1959).

dium, which injects noises, resulting in loss of information. The receiving system performs non-linear inverse transformation (demodulation) reproducing the input message with some uncertainty (that is some equivocation (*)) ⁽⁶⁾. Therefore, the amount of information of the output signal is smaller than the corresponding one carried by the transmitted signal.

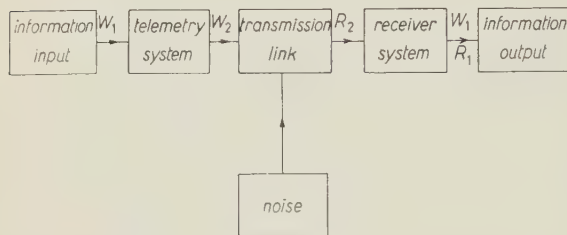


Fig. 2.

In other words, we can observe that the different methods of information

transmission do not employ completely the radiofrequency channel. The utilization degree of a radiofrequency channel may be interpreted as follows, always taking into account the Fig. 2, and considering the whole system formed by transmitter, transmission link and receiver, as a channel having a bandwidth W_1 and an output signal to noise ratio R_1 .

The information capacity of such a channel is given by the well known Shannon's expression (**)

$$C_1 = W_1 \log_2 (1 + R_1^2) \text{ bits/s.}$$

Similarly the system consisting of the transmitter and transmission link only can be considered as a channel having an information capacity

$$C_2 = W_2 \log_2 (1 + R_2^2) \text{ bits/s.}$$

Then it is possible easily to understand that C_2 is always greater than C_1 , because the receiver performs a transformation on the input signal: such a transformation necessarily introduces an equivocation in the message added to the input equivocation and to that due to receiver noise.

Therefore, the ratio C_1/C_2 can be taken as an utilization figure of transmission methods (7); we will call « efficiency » such figure, defined by

$$E = \frac{W_1 \log (1 + R_1^2)}{W_2 \log (1 + R_2^2)},$$

(*) Equivocation means the average amount of information lost because of noise and to be gained in order to reproduce the input message without uncertainty.

(6) R. M. FANO: *Transmission of Information*, ed. M.I.T. (1961).

(**) We must remember that Shannon's expression holds for white, additive, thermal noise and for limited average power of the signal (6).

(7) M. H. NICHOLS and L. L. RAUCH: *Radio Telemetry* (New York, 1956).

Comparative evaluations among the efficiencies of the various telemetry systems have been made (^{7,8}). All these evaluations are closely dependent upon the assumption made, then only considerable differences in the results will be taken into account in order to compare the various systems.

A simple and rough comparison as between the *AM*, *FM* and *PCM/AM* systems, for single channel (⁹), can be carried out on the following assumptions: signal to noise input ratio $S/N = 12$ db, *FM* modulation index $m = 10$, bit number $M = 7$.

We obtain: $E(AM - DSB) \simeq 0.62$; $E(WBFM) = 0.11$, $E(PCM/AM) \simeq 0.49$

A more complete comparison taking account of all the possible multiplex systems was made by M. H. NICHOLS and L. L. RAUCH (⁷), whose numerical results are reported in Table I.

TABLE I.

Method	E	Method	E
1. AM-AM	0.24	9. AM-FM	0.045
2. PCM-FM	0.24	10. PDM-FM	0.045
3. PCM-PM	0.21	11. PDM-PM	0.036
4. PCM-AM	0.21	12. PDM-AM	0.035
5. PPM-AM	0.17	13. FM-FM	0.030
6. PAM-AM	0.073	14. PAM-PM	0.028
7. FM-AM	0.055	15. AM-PM	0.028
8. PAM-FM	0.050	16. FM-PM	0.023

We must point out that all the systems are of analog type except the *PCM* systems, which are digital; they, for the reasons set out above, are to be preferred also from points of view 2.5), 2.6), 2.7).

2'9. *Telemetry system range*. — Another valuable characteristic of the telemetry system, besides the information efficiency, is the minimum intensity of the carrier, that is the system threshold, required to obtain a given output signal to noise ratio.

This is particularly important both for the telemetry system range and for the available power for the transmitter. Of course such a power affects considerably the weight and volume of overall instrumentation.

(⁸) R. E. MARQUAND: 1959 *National Telemetry Conference*, in *Amer. Inst. of Electr. Eng.* (New York), Vol. 26.

(⁹) J. C. HANCOCK: *An Introduction to Principles of Communication Theory* (New York, 1961).

It can be shown ^(7,8) that the minimum transmitter power required depends both on the telemetering method and on the output signal to noise ratio which affect the output accuracy.

A direct comparison of the different telemetering methods as regards threshold was made in the above mentioned reference (7). This comparison was based on equal information bandwidth and equal output signal to noise ratio, which corresponds to equal output information capacity.

In Table II the numerical values of thresholds and powers (relative to the *PPM-AM* system) are reported.

TABLE II.

Method (a)	Threshold (b)	Power (c)	Max. range (d)
1. PPM-AM	200	1	3.7
2. PCM-FM	260	1.7	2.8
3. PCM-PM	280	2.0	2.6
4. PCM-AM	370	3.4	2.0
5. PAM-FM	580	8.3	1.3
6. AM-FM	610	9.3	1.2
7. PDM-FM	610	9.3	1.2
8. PDM-PM	660	11	1.1
9. FM-FM	740	14	1
10. AM-PM	770	15	0.96
11. PAM-PM	780	15	0.95
12. PDM-AM	790	16	0.94
13. FM-AM	830	17	0.89
14. FM-PM	860	18	0.86
15. PAM-AM	3150	250	0.23
16. AM-AM	9600	2300	0.08

In column (d) of the above Table we have given the maximum theoretical ranges relative to the *FM-FM* system, which is one of the most frequently used.

As we see there is a strong preference for digital systems, except in the *PPM-AM* system, which is an analog one.

2'10. *Transmission bandwidth.* — The transmission bandwidth is important for two essential reasons:

- a) limited availability of radiofrequency channels;
- b) information capacity of the transmission channel.

In fact, owing to the considerable crowding in the radio-communication channels, it is not possible to widen, as desired, the transmission bandwidth.

Some limited bandwidth channels are reserved for space research.

Taking into account the forecast of a future increase of simultaneous experiments, it is obviously necessary to use the minimum bandwidth. This, however, contrasts with the tendency to widen the transmission bandwidth in order to obtain greater information capacity of the transmission channels. It is therefore necessary to choose among the different telemetering methods the systems which require, for equal output information capacity, minimum transmission bandwidth. The above mentioned reference (7) made some comparative evaluations, assuming equal output information capacity. The results are shown in Table III. As can be observed, also in this table the *PCM* digital systems are in the first places.

TABLE III.

Method	W_2 (kHz)	Method	W_2 (kHz)
1. AM-AM	9.4	9. PDM-FM	92
2. PCM-AM	18	10. AM-FM	93
3. PCM-FM	18	11. PDM-AM	94
4. PAM-AM	18	12. PDM-PM	110
5. PCM-PM	20	13. FM-FM	140
6. FM-AM	50	14. PAM-PM	150
7. PPM-AM	76	16. AM-PM	150
8. PAM-FM	85	16. FM-PM	185

The 2.8), 2.9) and 2.10) requisites were considered one to one only for clearness reasons; they are actually not independent.

Then, in the choice of the most suitable system, a compromise between the various requisites must be made.

We point out, however, that the *PCM* systems satisfy very well all the above mentioned requisites.

2.11. *Telecontrol capability.* — Generally, the spaceborne apparatus performs a certain number of operations. Such operations can be programmed and therefore accomplished by suitable circuits. The commonest cases of such operations might be, for example, choice of sequences of particular and different measurements, transmission of standard signals at fixed times, programming changes, execution of mechanical operations (such as release of apparatus, movements of parts, etc.). It is clear that all these cases correspond to programmed operations. Now, in the spaceborne instrumentation not foreseen or wrongly foreseen situations, requiring a change of program in operations, may occur. Or, also, it may be necessary, in some circumstances, to perform some emergency operations corresponding to programmed but not executed orders, owing to some programmer failures.

For these reasons, it is useful, and even necessary, to have the possibility of sending particular commands from the ground, the decision for which is taken by the operator at any time. This requires a ground transmitting station, a corresponding receiver on board, followed by a decision system.

Some telecontrol problems are like telemetry system ones, because, also here, there are messages to be sent and received. Therefore, in the choice of the telecontrol system, there are to be considered information efficiency, range and bandwidth. However, before making a comparison and therefore choosing the telecontrol method, it is useful to point out some differences between command and telemetering.

There are two essential differences:

I) Whilst in telemetry systems a high information capacity is often required, in telecontrol systems the information capacity is generally much smaller. In fact, at least in cases of discontinuous commands, a number of different commands of the order of 10 may be sufficient in most cases.

II) Whilst in telemetry systems a low threshold is required, essentially for reasons of weight, in telecontrol systems this necessity does not exist, at least in principle. In fact, there are not marked power limitations for ground transmitters. However, practical considerations (lower complexity of the transmitting apparatus) lead us to prefer systems with smaller threshold.

We can therefore conclude that, to choose the telecontrol method, we can follow the same principles considered for the choice of the telemetry system. This implies, at least for discontinuous commands, some preference for the *PCM* systems, if the complexity of the airborne apparatus is contained within reasonable limits.

Summarizing we can draw the following conclusions:

- 2.a) A digital instrumentation is the one which better satisfies requirements 2.3), 2.5), 2.6), 2.7), 2.8), 2.9), 2.10), 2.11).
- 2.b) The telemetry digital system of *PCM-FM* type is the one which better satisfies requirements 2.8), 2.9), 2.10).
- 2.c) The device miniaturization by silicon semiconductors satisfies requirements 2.1), 2.2), 2.3).

3. - Basic circuits.

3'1. *General remarks.* - From what we said in 2.4) it is necessary to choose some elementary or basic circuits which will enter any instrumentation very frequently, and to state some standardization criteria.

To choose basic circuits it is convenient to survey quickly the possible measurement devices which can be employed.

Every measurement ⁽¹⁰⁾ requires a suitable sensor emitting an electrical signal of shape and amplitude depending on the physical principle on which the sensor is based and on the result of the measurement. Without entering into the working mechanism, we can classify sensors in two groups: *a)* analog sensors, *b)* digital sensors. This classification is made on the basis of how signals can be analysed. In case *a)*, the signal analysis and possible correlations are made by sending outputs directly into electronic analog devices; in case *b)* the same operations are made by sending outputs directly into electronic digital devices; in the latter case signals require a suitable shaping.

Analog sensors are, for example, temperature meters, which can be actually temperature-sensitive resistors: the output will be a voltage or current, whose instantaneous value is a function of the temperature. Other analog sensors are particle flux detectors, where the collector voltage is proportional to the particle flux in detectors (for example ionization chambers).

Digital sensors are, *e.g.*, particle counters, such as the well known G.M. ones, where we have a current or voltage pulse for each detected particle.

Many other sensors, always considered as digital, present some parameters of analog type; these can be, for example, the pressure meters in which the voltage or current oscillation frequency is a function of the pressure; or proportional particle detectors where the amplitude of each voltage or current pulse is proportional to the energy lost by the particle in the detectors.

Generally, we can say that digital systems are preferable in respect to analog ones when accuracies higher than some percent are required. Taking into account the possibility of changing by simple means the digital output into an analog output and viceversa, we conclude that only the required accuracies, and not the sensor type, must lead us to choose electronic devices.

High accuracy being in many cases necessary, we prefer a digital instrumentation which, of course, implies basic digital circuits.

If we want to organize an instrumentation of this type it is advisable to follow the criterion of converting, in the chain going from the sensor to the transmitting system, the possible analog sensor outputs in digital form at the beginning of the chain.

The instrumentation can be sketched in a very simple way as in Fig. 3, where the chain concerning the *i*-th sensor is considered. The sensor output impedance may be not matched to the input impedance of the following circuit. An impedance transformation may be therefore necessary. Then the signal is sent to an IA impedance adaptor, which may be DC or AC, according to the sensor.

(10) P. A. BORDEN and W. J. MAYO-WELLS: *Telemetry Systems* (New York, 1959).

The employment, with particle detectors, of some logical devices such as coincidences, anti-coincidences, and scalers, is usual.

A « coincidence » device, giving an output if two A and B input signals are present at the same time, can be represented simply by an elementary « gate and », giving therefore $A \times B$.

An « anti-coincidence » device must give an output if, and only if, sending two possible A and B input signals, one of the two is present and the other is not. This operation can be thought of as a combination of a product of a signal B by the inversion of A , giving therefore: $\bar{A} \times B$.

An element of scaler, with scaling factor n , gives an output signal for each n input signals. Such an element, from a theoretical point of view, can be reduced to a combination of many elementary logical circuits. It is more convenient, however, from a practical point of view, to introduce, besides the three logical elementary circuits $a)$, $b)$, $c)$, a fourth element $d)$, namely the « memory » element; with these four elementary circuits the treatment of any logical operation can be simplified (¹¹⁻¹³).

This « memory » element is normally the well-known flip-flop, which is the element of a binary scaler. Furthermore, it is particularly suitable for treatment by Boole algebra, having two possible states 1 or 0.

It can be observed now that a scaler, with any value of n , can be drawn with a relatively simple combination of elementary circuits $a)$, $b)$, $c)$, $d)$.

The choice and sequence of logical operations in the LS system are predetermined by the P programmer. The program may be, in some emergency situations, partially modified either by telecontrol or by a possible internal control system. An example of this can be the command of increasing the scaler capacity when the scaler is saturated.

Of course the programmer will give commands not only to LS, but also to MO, representing the system which performs the possible mechanical operations and which, in its turn, can work, as LS, on P.

The LS output data will be sent into the TS telemetry system, or into an SS storage system, after suitable codification performed by C. Obviously, both TS and SS are controlled by the programmer P. The output of TS or SS will then modulate the transmitter T.

DC-DC converters and power systems PS must supply all the instrumentation.

SG represents a possible standard signal generator used for checking the apparatus.

To conclude, it can be added that an instrumentation of this kind does not pretend to be sufficient for any type of measurement, but it certainly represents the greater part of the instrumentation in any case. In particular,

(¹¹) S. H. CALDWELL: *Switching Circuits and Logical Design* (New York, 1958).

(¹²) M. PHISTER: *Logical Design of Digital Computers* (New York, 1959).

(¹³) R. S. LEDLEY: *Digital Computer and Control Engineering* (New York, 1960).

every measurement may require the use of some devices designed for their specific employment.

As said above, the instrumentation must satisfy standardization criteria as far as possible and convenient. Usually, we limit the standardization to few variables namely to power supply voltage, inputs or outputs of digital circuits (generally negative with an amplitude of about 3 volts).

Besides this it will be convenient, to meet the above requisite 2.4), to build the basic circuits in such a way as to allow quick and simple connections from one to another.

Here, we describe the basic circuits which have been made and their characteristics.

Generally, many prototype of such circuits have been made and used for tests and experiments on cosmic radiation in balloon flights, besides their laboratory checks following the criteria shown in Section 2'3).

3'2. *Impedance adaptor I.A.* - Some models of pulse emitter followers have been made (¹⁴). In Fig. 4 and 5 the two models EF 01 and EF 27 are drawn.

The most important characteristics of these are shown in Table IV.

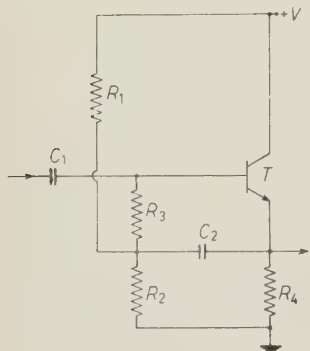


Fig. 4 (EF01). - $C_1 = 10 \text{ nF}$,
 $C_2 = 10 \text{ nF}$, $R_1 = 150 \text{ k}\Omega$,
 $R_2 = 1 \text{ M}\Omega$, $R_3 = 100 \text{ k}\Omega$,
 $R_4 = 33 \text{ k}\Omega$, $T = 2\text{N}708$.

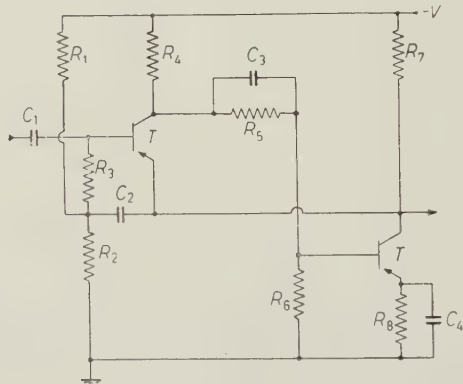


Fig. 5 (EF27). - $C_1 = 10 \text{ nF}$, $C_2 = 10 \text{ nF}$,
 $C_3 = 1.5 \text{ nF}$, $C_4 = 10 \text{ nF}$, $R_1 = 47 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 56 \text{ k}\Omega$,
 $R_3 = 33 \text{ k}\Omega$, $R_4 = 3.3 \text{ k}\Omega$, $R_5 = 68 \text{ k}\Omega$,
 $R_6 = 22 \text{ k}\Omega$, $R_7 = 6.8 \text{ k}\Omega$, $R_8 = 1 \text{ k}\Omega$, $T = \text{BCZ11}$.

TABLE IV.

Mod.	V	W	R_i	R_u	Pol _i	Pol _u	t_R	t_D	A_M	G	C_i	Lin	P
EF01	+ 6	0.70	1000	0.1	neg	neg	0.1	1	3	1	13	1%	5
EF27	- 6	3	1000	0.1	pos-neg	pos-neg	0.5	2	3	1	70	1%	10
PA13	- 18	200	2	10	neg	neg	1	1	0.75	10	1000	1%	10

(¹⁴) J. J. DAVIDSON: *Semiconductor Products*, Vol. 3, 42 (1960).

3.3. Amplifiers A-DC. — Sometimes it may be necessary to amplify low level DC signals of the order of $100\ \mu\text{V}$. Taking into account the required operational temperature range, it is generally very difficult to obtain a satisfactory gain stability and to limit the output drifts within reasonable limits, especially when using transistors ^(15,16).

The problem offers less difficulty when using «chopper» amplifiers which, essentially, first transform a continuous signal generally into a square wave without changing its amplitude, then they amplify it.

Schematically they can be thought of as made by a DC-AC (chopper) converter followed by an AC linear amplifier having its lower cut-off frequency conveniently small. With these systems the problem of the operational temperature independence affects above all the converter, because the temperature compensation of an AC amplifier offers smaller difficulties. Besides, in this case, the problem of the output drift is eliminated, since DC couplings between one stage and another are not necessary. The DC-AC conversion can be performed by mechanical choppers which, even though weaker as regards acceleration than electronic choppers, are in many cases preferable to the latter both for their smaller noise and temperature dependence.

For these reasons the first model of A-DC amplifier was made using a mechanical chopper without special characteristics ($20\ \mu\text{V}$ of noise). It is shown in Fig. 6. In the figure we can see how the chopper driver is a multi-

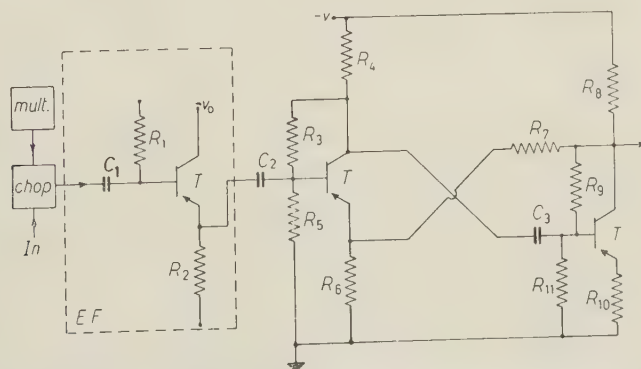


Fig. 6 (A-DC). — $T = \text{BCZ11}$, $R_1 = 56\ \text{k}\Omega$, $R_2 = 10\ \text{k}\Omega$, $R_3 = 56\ \text{k}\Omega$, $R_4 = 2.2\ \text{k}\Omega$, $R_5 = 33\ \text{k}\Omega$, $R_6 = 220\ \Omega$, $R_7 = 56\ \text{k}\Omega$, $R_8 = 2.2\ \text{k}\Omega$, $R_9 = 56\ \text{k}\Omega$, $R_{10} = 220\ \Omega$, $R_{11} = 33\ \text{k}\Omega$, $C_1 = 10\ \mu\text{F}$, $C_2 = 10\ \mu\text{F}$, $C_3 = 10\ \mu\text{F}$.

vibrator with unstabilized frequency, the frequency stability not being critical. In the drawing only a feed-back amplification stage is shown; if a

⁽¹⁵⁾ R. F. SHEA: *Transistor Circuit Engineering* (New York, 1957).

⁽¹⁶⁾ R. B. HURLEY: *Junction Transistor Electronics* (New York, 1958).

As can be seen, it is essentially made up of three basic circuits: an SG sawtooth generator, a comparator circuit CC, and a gate G. These circuits are controlled by the programmer P. The output pulse group is sent normally into a scaler.

In Fig. 3, showing a generic instrumentation, the scaler is represented by the encoding circuit C which is fed by the pulse group through LS.

The device operation can be described in the following way: the v_i signal, to be converted, feeds the comparator CC. When the generator SG is triggered by bg , coming from P, the sawtooth starts, and is then applied to CC. The same trigger bg opens the gate G, through which the pulses of constant frequency f coming from P, go to the scaler.

When the voltage $v = kt + \text{const}$

reaches the value v_i , at the instant $t_0 = (v_i - \text{const})/k$, a trigger from CC closes the gate G. Therefore, the pulse group coming from G is made of a number of pulses given by

$$n = t_0 f = Av_i + B.$$

This converter was built according to the diagram shown in Fig. 8.

Another converter is the model AN 11 shown in Fig. 9. It is essentially an oscillator with frequency depending on the voltage to be converted, namely, it is

$$f = a + bv.$$

The output f is sent into a gate G which is opened and closed by triggers from the programmer P. If Δt is the

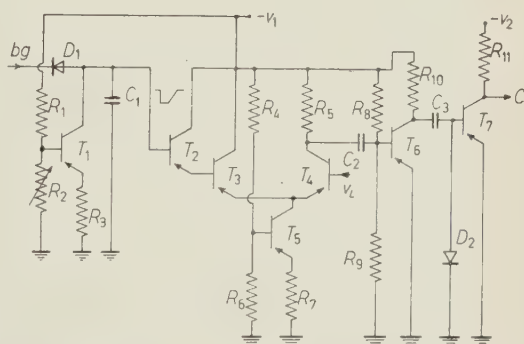


Fig. 8 (AN7). — $D_1 = \text{FD100}$, $D_2 = 1\text{S220}$, $R_1 = 22 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 1.5 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_4 = 220 \text{ k}\Omega$, $R_5 = 100 \text{ k}\Omega$, $R_6 = 22 \text{ k}\Omega$, $R_7 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_8 = 220 \text{ k}\Omega$, $R_9 = 12 \text{ k}\Omega$, $R_{10} = 220 \text{ k}\Omega$, $R_{11} = 100 \text{ k}\Omega$, $C_1 = 4700 \text{ pF}$, $C_2 = 2 \mu\text{F}$, $C_3 = 300 \text{ pF}$, $V_1 = -20 \text{ V}$, $V_2 = -6 \text{ V}$, $T_1 - T_7 = \text{BCZ11}$.

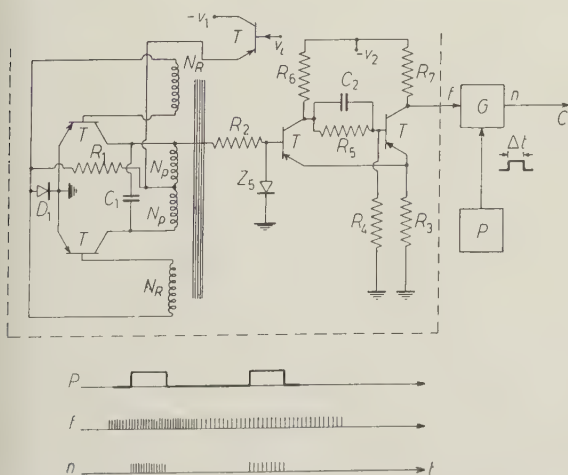


Fig. 9 (AN11). — $D_1 = 1\text{S220}$, $R_1 = 6.8 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 3.3 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 2.2 \text{ k}\Omega$, $R_4 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_5 = 22 \text{ k}\Omega$, $R_6 = 6.8 \text{ k}\Omega$, $R_7 = 10 \text{ k}\Omega$, $C_1 = 0.1 \mu\text{F}$, $C_2 = 300 \text{ pF}$, $V_1 = -12 \text{ V}$, $V_2 = -6 \text{ V}$, $N_p = 400$, $\varnothing = 0.1 \text{ mm}$, $N_R = 80$, $\varnothing = 0.1 \text{ mm}$, $T = \text{BCZ11}$.

duration of the opening of G , the output of G will be given by a number of pulses

$$n = f \times \Delta t = (a + bv_i) \times \Delta t.$$

The gating, counting and encoding operations can be performed directly by our telemetry system described in 3'9), where $\Delta t = T_R$, which is the measurement period.

This converter is, no doubt, less complicated than AN 7, but it requires a greater power supply.

The characteristics of the two described converters are summarized in Table VI.

TABLE VI.

Mod.	V	W	A_m	Lin	Prec	Pol _i	R_i	A_M	τ_c	f_m	f_M	P
AN7	- 6/- 20	6	- 2.2 ± 0.4	1%	0.5%	neg	100	- 14	8.8	—	—	100
AN11	- 12/- 6	100	- 1.4 ± 0.2	5%	10%	neg	50	- 12	—	140	490	60

Generally, an instrumentation may contain many analog sensors. Now, it is not always necessary to use an AN converter for every sensor. It is very often possible to employ only one AN converter for many sensors, switching the different sensor outputs into the converter input.

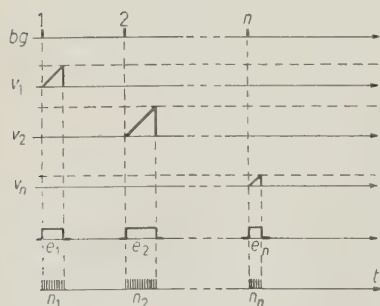
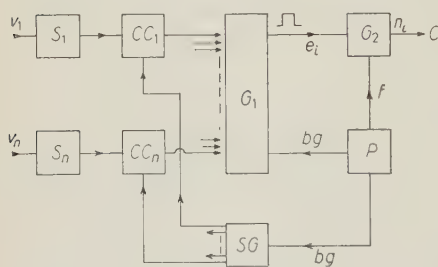


Fig. 10.

According to the «sampling theorem», if f_0 is the highest frequency appearing in the group of inputs to be converted, the period of a whole switching cycle will be $T = 1/2f_0$.

Such switching is carried out either electronically or electromechanically, preferably in the first way, care being taken that the switching operation does not perturb the sensor outputs.

Now, while this problem offers no marked difficulties for outputs of the order of a few volts, the technical solution is not simple for lower outputs. In fact, for instance, for amplitude signals of the order of 1 V or less and for required accuracies of one per cent, it is necessary that the switching action should not introduce perturbations greater than 1/100 V.

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SCUOLA INTERNAZIONALE DI FISICA
"ENRICO FERMI"

SOTTO GLI AUSPICI

DEL MINISTERO DELLA PUBBLICA ISTRUZIONE

DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

E DEL COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE

CORSI ESTIVI 1962

VILLA MONASTERO

VARENNA SUL LAGO DI COMO

Durante il 1962, grazie ai contributi del Ministero della Pubblica Istruzione, del Consiglio Nazionale delle Ricerche, del Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare, della «North Atlantic Treaty Organization» e di altri Enti, Società e Organizzazioni italiane e straniere la Scuola terrà a Varenna, nella Villa Monastero, messa gentilmente a disposizione dall'Ente Villa Monastero, i seguenti *Corsi estivi*:

	1° CORSO 1962 (XXIV dall'inizio della Scuola) 4 Giugno - 16 Giugno	2° CORSO 1962 (XXV dall'inizio della Scuola) 9 Luglio - 21 Luglio	3° CORSO 1962 (XXVI dall'inizio della Scuola) 23 Luglio - 4 Agosto	4° CORSO 1962 (XXVII dall'inizio della Scuola) 6 Agosto - 18 Agosto	5° CORSO 1962 (XXVIII dall'inizio della Scuola) 20 Agosto - 1 Settembre
1) <i>Titolo</i>	Le ricerche spaziali e il sistema solare Risultati e prospettive delle ricerche spaziali, con particolare riferimento ai problemi della struttura e dell'origine del sistema solare. Specificatamente: Fisica del sole; Plasma, campi magnetici e particelle energetiche nello spazio interplanetario; Cinture di radiazione; Atmosfera dei pianeti; Struttura interna dei pianeti.	Teoria dei plasmi Strati dei plasmi; Teoria delle scariche nei gas; Instabilità resistive; Applicazioni del principio energetico; Microinstabilità; Teoria non lineare; Teoria fondamentale della stabilità; Meccanica statistica dei plasmi.	Particelle elementari Nuovi mesoni e stati risonanti nella fisica delle interazioni forti: a) parte teorica; b) parte sperimentale; Argomenti selezionati sulle particelle strane: a) parte teorica; b) parte sperimentale; Fattori di forma delle particelle elementari dedotti dalle relazioni di dispersione.	Dispersione ed assorbimento del suono nei processi molecolari Teorie dei fluidi; Rilassamento di vibrazioni e rotazione nei gas; Rilassamento di traslazione nei gas; Rilassamento termico nei liquidi; Rilassamento strutturale e di scorrimento nei liquidi; Rilassamento negli elettroliti; Polimeri; Calcolo teorico dei tempi di rilassamento.	Evoluzione delle stelle Il problema dell'evoluzione delle stelle esaminato sulla base dei dati d'osservazione; Gli stati iniziali dell'evoluzione delle stelle; Il calcolo dei modelli stellari; Evoluzione chimica delle stelle; Nane bianche; La linea d'instabilità della struttura stellare nell'evoluzione delle stelle; L'evoluzione delle stelle e le galassie; Stelle tipo T Tauri e questioni relative; Indicazioni sul processo di formazione delle stelle desunte dall'osservazione.
2) <i>Argomenti trattati</i>	T. GOLD, Cornell University - Ithaca, N. Y. (U.S.A.) S. HAYAKAWA, Nagoya University - Chikusa-ku - Nagoya (Giappone)	B. BERTOTTI, Laboratorio Gas Ionizzati - Frascati (Italia) G. ECKER, University of Bonn - Bonn (Germania)	S. DRELL, Stanford University - Stanford, Cal. (U.S.A.) A. H. ROSENFELD, Lawrence Radiation Laboratory - Berkeley, Cal.	M. GREENSPAN, National Bureau of Standards - Washington, D.C. (U.S.A.) K. F. HERZFELD, Catholic University - Washington, D.C. (U.S.A.)	G. BURIDGE, Yerkes Observatory - Williams Bay, Wis. (U.S.A.) R. KIPPENHAHN, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik - München (Germania)

ciati	G. J. F. MacDONALD, University of California - Los Angeles, Cal. (U.S.A.) G. RICHINI, Osservatorio Astrofisico di Arcetri - Firenze (Italia) J. VAN ALLEN, State University of Iowa - Iowa City, Ia. (U.S.A.) S. N. VERNOV, University of Moscow - Moscow (U.R.S.S.)	eral Dynamics Corporation - San Diego, Cal. (U.S.A.) P. STURROCK, Stanford University - Stanford, Cal. (U.S.A.) W. THOMPSON, Atomic Energy Research Establishment - Harwell (Inghilterra)	T. LITOVITZ, Catholic University - Washington, D.C. (U.S.A.) W. P. MASON, Bell Telephone Laboratories - Murray Hill, N.J. (U.S.A.) K. TAMM, Institut für Angewandte Physik - Heidelberg (Germania)	Padova - Padova (Italia) A. SANDAGE, Mt. Wilson and Palomar Observatories - Pasadena, Cal. (U.S.A.) E. SCHATZMAN, Institut d'Astrophysique - Paris (Francia) M. WRUBEL, Department of Astronomy of the Indiana University - Bloomington, Ind. (U.S.A.)
4) <i>Organizzatore e Direttore del Corso</i>	Prof. BRUNO ROSSI, Professore di Fisica al Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass.	Prof. MARSHALL N. ROSENBLUTH, della General Dynamics Corporation - General Atomic Division di San Diego, Cal.	Prof. DANIELE SETTE, Professore di Fisica all'Università di Roma.	Prof. LIVIO GRATTON, Professore di Fisica all'Università di Roma.
5) <i>Tutta la corrispondenza deve essere inviata a</i>	Prof. S. OLBERT Massachusetts Institute of Technology Rm. 26-443 CAMBRIDGE 39, Mass. (U.S.A.)	Prof. M. N. ROSENBLUTH General Atomic Division General Dynamics Corporation P.O. Box 608 SAN DIEGO 12, Cal. (U.S.A.)	Prof. D. SETTE Facoltà di Ingegneria Cattedra di Fisica Via Endossiana 18 ROMA (Italy)	Prof. L. GRATTON Labor. Gas Ionizzati Laboratori Nazionali di Frascati Casella Postale N. 65 FRASCATI, Roma (Italia)
6) <i>Inizio del Corso</i>	Lunedì, 4 Giugno, ore 9,30. Sabato, 16 Giugno, nel pomeriggio.	Lunedì, 9 Luglio, ore 9,30. Sabato, 21 Luglio, nel pomeriggio.	Lunedì, 6 Agosto, ore 9,30. Sabato, 18 Agosto, nel pomeriggio.	Lunedì, 20 Agosto, ore 9,30. Sabato, 1 Settembre, nel pomeriggio.
7) <i>Chiusura del Corso</i>				

NORME GENERALI

- A) - Oltre alle lezioni tenute dagli insegnanti ufficiali, seminari e conferenze verranno svolti da specialisti su argomenti connessi ai vari Corsi.
- B) - Le lezioni, i seminari, le conferenze e le discussioni saranno normalmente tenuti in inglese o in francese.
- C) - L'organizzazione e la direzione dei Corsi sono affidate ai Direttori.
- D) - Ogni Corso dura 13 giorni.
- E) - Chi desidera partecipare a un Corso dovrà fare pervenire il modulo qui unito in duplice copia non più tardi di 45 giorni prima dell'inizio del Corso (cioè rispettivamente: entro il 20 Aprile, il 25 Maggio, l'8 Giugno, il 22 Giugno, il 6 Luglio). Ulteriori moduli possono essere richiesti alla Segreteria della S.I.F., Via Irnerio 46, Bologna, o ai Direttori dei Corsi.
- F) - Ad ogni Corso sono ammessi circa 40-45 allievi. Gli allievi sono strettamente tenuti a frequentare tutte le lezioni ed i seminari.
- G) - La somma totale che l'allievo è tenuto a versare all'Amministrazione della Scuola per la frequenza al Corso, il vitto e l'alloggio è di L. 32.500 per camera singola e di L. 26.000 per camera doppia.
- H) - L'accettazione delle domande è decisa dal Presidente della Società unitamente al Direttore del Corso, tenendo conto dei documenti presentati dai vari postulanti e di un'equa ripartizione dei posti tra le varie nazioni cui i postulanti stessi appartengono. La comunicazione delle deliberazioni prese è inviata agli interessati entro 15 giorni dalla scadenza di presentazione delle domande (cioè rispettivamente: entro il 5 Maggio, il 9 Giugno, il 23 Giugno, il 7 Luglio, il 21 Luglio).
- I) - I postulanti non accettati come allievi e chiunque sia interessato all'argomento possono, su deliberazione del Presidente della S.I.F. e del Direttore del Corso, essere ammessi come osservatori, versando, quale quota di frequenza al Corso, la somma di L. 5.000. Restano a totale carico dell'osservatore le spese di vitto e alloggio. Se richiesta, la Scuola può interessarsi della sistemazione alberghiera degli osservatori.
- L) - Gli allievi sono vivamente pregati di giungere a Varenna il pomeriggio del giorno precedente l'inizio del Corso (cioè, rispettivamente: il pomeriggio del 3 Giugno, dell'8 Luglio, del 22 Luglio, del 5 Agosto, del 19 Agosto), e, giunti a Varenna, di presentarsi al nostro incaricato presso il Bar dell'« Albergo Stazione », di fronte alla Stazione stessa, per l'assegnazione dell'alloggio, per informazioni circa il Corso, ecc.
- M) - I partecipanti saranno alloggiati o nella foresteria della Villa Monastero o in alberghi di Varenna, vicino alla Villa, in camere ad 1 o 2 letti. Nella stessa Villa o negli alberghi sarà organizzata la mensa della Scuola.
- N) - Le somme di cui alle lettere G) e I) sono da versarsi, non più tardi di 4 giorni dopo l'inizio del Corso (cioè, rispettivamente: entro l'8 Giugno, il 13 Luglio, il 27 Luglio, il 10 Agosto, il 24 Agosto) all'Amministrazione della Scuola, a Varenna, in valuta italiana. Borse di studio, in numero molto limitato, potranno essere accordate a quegli allievi che ne giustificheranno il bisogno.
- O) - La Scuola cercherà, nei limiti delle possibilità locali (che sono però assai limitate causa la stagione balneare), di trovare una sistemazione adeguata in alberghi di Varenna per i familiari che intendessero accompagnare gli allievi. I familiari possono essere accolti, insieme all'allievo, alla mensa della Scuola. Tutte le spese per alloggio, vitto, ecc., relative ai familiari sono da computarsi a parte e totalmente a carico dell'allievo: esse, per trattamento uguale a quello fatto all'allievo, si aggirano dalle 2.800 alle 3.800 Lire per giorno e per persona adulta, e dovranno essere regolate direttamente dall'allievo con l'albergatore.

Bologna, 28 Febbraio 1962

Il Segretario della S.I.F.

G. GERMANÀ

Il Presidente della S.I.F.

G. BERNARDINI

I Direttori dei Corsi

B. ROSSI, M. N. ROSENBLUTH, M. CONVERSI, D. SETTE, L. GRATTON

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS "ENRICO FERMI".

VILLA MONASTERO

VARENNA SUL LAGO DI COMO

COURSE ON

DATE

Application forms duly completed and typed (or clearly written) should be returned to the Director of the Course within the fixed date as from Section E).

1. Name and Surname.....

2. Place of Birth:

3. Date of Birth:

4. Present Nationality:

5. Sex:

Male ☐Female ☐

6. Academic qualifications:

Degrees and other qualifications

Institution

Time of Acquisition

7. Present professional activity

8. List of publications in Physics (If some more space is required, please attach additional pages):

9. Knowledge of English :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

10. Knowledge of French :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

11. For communication of admittance to the Course :

a) Mailing address

b) Telegraphic address

12. Recommended by

(Enclose a letter of reference from a Professor of Physics testifying to your qualifications and interest in participating to the Course).

13. Accomodation :

a) Will you be accompanied by relatives ? Yes/No

b) If no, please state what you prefer :

To share a room with another student ☐

To have single room accomodation ☐

c) If yes, will you then be accompanied by your wife ? Yes/No

Bring children ? Yes/No How many ? Aged

Other relatives ? Yes/No How many ?

14. I request observer status ☐

I request student status ☐

Place and Date

Applicant's signature

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS "ENRICO FERMI."

VILLA MONASTERO

VARENNA SUL LAGO DI COMO

COURSE ON

DATE

Application forms duly completed and typed (or clearly written) should be returned to the Director of the Course within the fixed date as from Section E).

1. Name and Surname

2. Place of Birth:	3. Date of Birth:	4. Present Nationality:	5. Sex Male <input type="checkbox"/> Female <input type="checkbox"/>
--------------------	-------------------	-------------------------	----------------------------------------------------------------------------

6. Academic qualifications:

Degrees and other qualifications

Institution

Time of Acquisition

7. Present professional activity

8. List of publications in Physics (If some more space is required, please attach additional pages):

9. Knowledge of English :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

10. Knowledge of French :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

11. For communication of admittance to the Course :

- a) Mailing address
-
-
- b) Telegraphic address

12. Recommended by

(Enclose a letter of reference from a Professor of Physics testifying to your qualifications and interest in participating to the Course).

13. Accomodation :

- a) Will you be accompanied by relatives? Yes/No
- b) If no, please state what you prefer :
- To share a room with another student ☐
- To have single room accomodation ☐
- c) If yes, will you then be accompanied by your wife? Yes/No
- Bring children? Yes/No How many? Aged
- Other relatives? Yes/No How many?

14. I request observer status ☐ I request student status ☐

Place and Date Applicant's signature

.....

Switches having these characteristics are based on the use of low level gates, which present some complexity.

Such a complexity can be overcome by using the AN 7 converter having a comparator circuit CC for each sensor and switching the comparator outputs. In this way no perturbation affects the signal to be converted.

The proposed block diagram is shown in Fig. 10, where the switching action is performed on the gate G_1 .

3'5. Pulse amplifiers P.A. — In most cases, the pulses we must count and process come from GM counters or scintillation counters and have amplitudes between 10^{-3} and 10 V: since shaping circuits are generally triggered with pulses of the order of one volt, it is necessary to have maximum gains of the order of 1000.

If gain stability (especially in the case of pulse amplitude discrimination) and high input impedance are required ⁽²⁰⁾, we must use a strong negative feedback amplifier with an emitter follower input stage.

Some models of linear pulse amplifiers were built; by means of which it is possible, with suitable combination, to obtain the wanted gain and output polarity. One of these is the model PA 13 shown in Fig. 11. Its characteristics are described in Table IV.

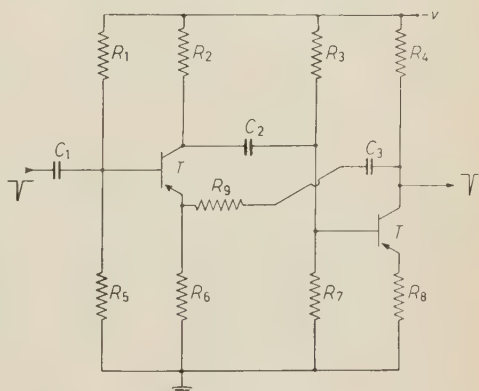


Fig. 11 (PA13). — $T = \text{BCZ11}$, $R_1 = 33 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 33 \text{ k}\Omega$, $R_4 = 2.7 \text{ k}\Omega$, $R_5 = 3.3 \text{ k}\Omega$, $R_6 = 220 \Omega$, $R_7 = 3.3 \text{ k}\Omega$, $R_8 = 100 \Omega$, $R_9 = 3.3 \text{ k}\Omega$, $C_1 = 50 \text{ nF}$, $C_2 = 15 \text{ nF}$, $C_3 = 50 \text{ nF}$.

3'6. Threshold circuits TC. — Threshold circuits are used when a pulse amplitude analysis is necessary: the commonest circuit is the Schmitt circuit which can be used either alone, as an integral discriminator, or with other circuits (anti-coincidence, etc.), as a differential analyser.

As is known, the most important requisite for these circuits is the threshold stability.

The circuits so far designed and employed do not present remarkable characteristics, being of conventional type and having no special peculiarities.

⁽²⁰⁾ H. J. REICH: *Functional Circuits and Oscillators*, (New York, 1961).

3'7. Shaping circuits F - Delay elements D_j . - As was said above, each circuit F gives a standard shape to signals, so that they can operate the subsequent digital devices (1,20-23).

One of the most important characteristics of such circuits is the output pulse width, which can be changed in conventional ways, in order to obtain the desired requisites.

Such a characteristic is important because it allows us to use the same circuits also as delay generators.

In fact, the pulse output being squared, it is possible, by suitable differentiations and inversions, to obtain two pulses with a time delay equal to the output pulse width of the shaper.

Therefore, not to speak here of the well known delay lines using passive elements, it can be said that shapers and delay generators are based on the same circuit types.

It is known that the output waveform from a shaper does not always correspond to the ideal one; in particular its width can depend both on the voltage supply and on the temperature, affecting the parameters of the employed components. Also the amplitude of triggers can affect the waveform output in some cases.

Now, the problem of the output width stability depends on the particular application of the circuits. In fact, in some cases, it is very important that

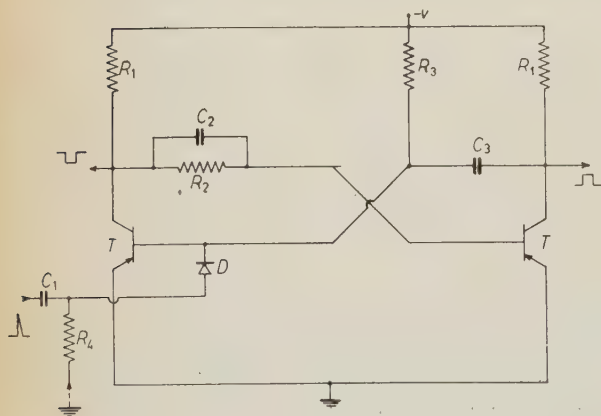


Fig. 12 (F3). - $C_1 = 150$ pF, $C_2 = 600$ pF, $C_3 = 300$ pF, $R_1 = 56$ k Ω , $R_2 = 100$ k Ω , $R_3 = 100$ k Ω , $R_4 = 100$ k Ω , $D = 1S220$, $T = BCZ11$.

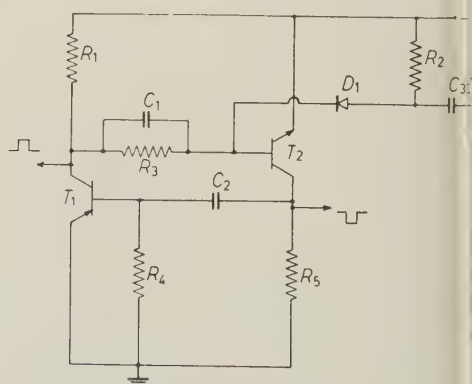


Fig. 13 (F4). - $D_1 = FD100$, $T_1 = 2N1131$, $T_2 = 2N338$, $R_1 = 1$ k Ω , $R_2 = 3.3$ k Ω , $R_3 = 10$ k Ω , $R_4 = 2.2$ k Ω , $R_5 = 1$ k Ω , $C_1 = 150$ pF, $C_2 = 500$ pF, $C_3 = 500$ pF.

(21) R. B. HURLEY: *Transistor Logic Circuits* (New York, 1961).

(22) J. MILMANN and H. TAUB: *Pulse and Digital Circuits* (New York, 1956).

(23) A. I. PRESSMAN: *Design of Transistorized Circuits for Digital Computers* (New York, 1959).

the width should be constant, as, for example, in delay circuits, in coincidences, etc., while, in other cases, where, for instance, only a standard amplitude is required, there are no harmful consequences if the width changes.

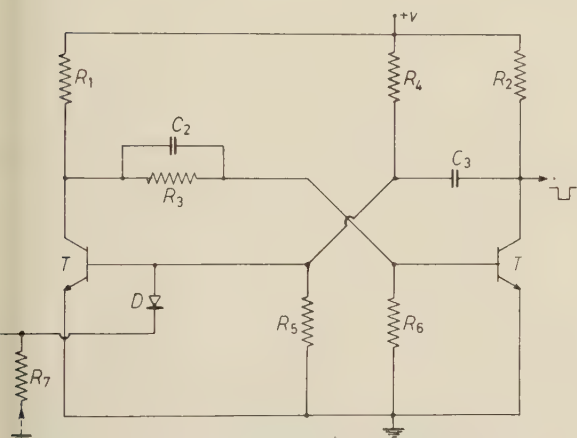


Fig. 14 (F11). — $C = 22$ pF, $C_2 = 47$ pF, $C_3 = 10$ pF, $R_1 = 8.2$ k Ω , $R_2 = 1$ k Ω , $R_3 = 10$ k Ω , $R_4 = 33$ k Ω , $R_5 = 22$ k Ω , $R_6 = 22$ k Ω , $R_7 = 5.6$ k Ω , $D = \text{FD100}$, $T = 2\text{N708}$.

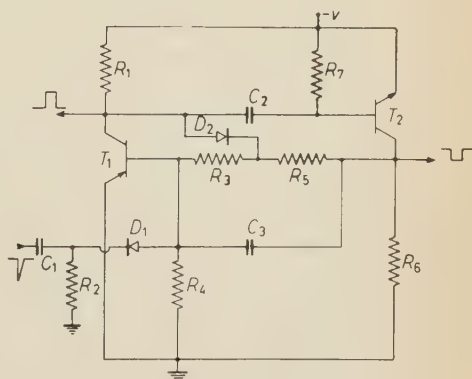


Fig. 15 (F12). — $T_1 = 2\text{N1131}$, $T_2 = 2\text{N338}$, $D_1 = D_2 = \text{FD100}$, $R_1 = 1$ k Ω , $R_2 = 3.3$ k Ω , $R_3 = 1.5$ k Ω , $R_4 = 2.2$ k Ω , $R_5 = 10$ k Ω , $R_6 = 1$ k Ω , $R_7 = 2.2$ k Ω , $C_1 = 500$ pF, $C_2 = 680$ pF, $C_3 = 150$ pF.

Here we show five different models of shaping circuits (namely F3, F4, F11, F13, F14) where, by increasing complexity, we have an improvement regarding the width stability and power absorption. In the last models the power absorption is practically zero. All circuits are shown in Fig. 12, 13, 14, 15 and 16 and their characteristics in Table VII.

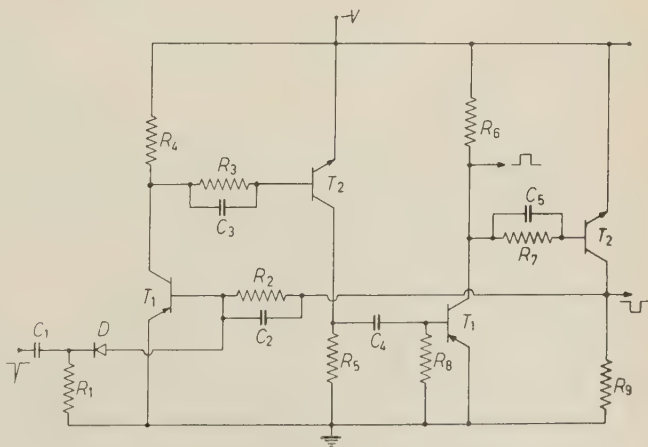


Fig. 16 (F14). — $T_1 = 2\text{N1131}$, $T_2 = 2\text{N708}$, $D = \text{FD100}$, $R_1 = 2.2$ k Ω , $R_2 = 10$ k Ω , $R_3 = 5.6$ k Ω , $R_4 = 1$ k Ω , $R_5 = 1$ k Ω , $R_6 = 1$ k Ω , $R_7 = 5.6$ k Ω , $R_8 = 1$ k Ω , $R_9 = 1$ k Ω , $C_3 = 500$ pF, $C_2 = 30$ pF, $C_1 = 30$ pF, $C_4 = 150$ pF, $C_5 = 30$ pF. R_8 made up of 4 resistances of which 2 N.T.C. to obtain $R = R(T)$ necessary to compensate the circuit. 2 R_b are in parallel. In series with these is R_c . In parallel with the three resistances there is R_a . The values are: $R_a = 10$ k Ω , $R_b = \text{RNTC Philips } 1300 \Omega \text{ a } 25^\circ\text{C}$, $R_c = 1$ k Ω .

TABLE VII.

Mod.	V	W	C_i	A_m (*)	t_R (*) (Pol _u neg)	t_R (*) (Pol _u pos)	t_D (*) (Pol _u neg)	t_D (*) (Pol _u pos)	a_M	τ_R (*)	Pol _i	Pol _u	P
F3	-6	0.7	<150	1.2	—	6	—	30	6	70	pos	pos	7
F4	-6	~0	100	2	0.5	0.15	0.3	0.7	6	6	pos	pos-neg	7
F11	+6	4.9	30	1.2	0.3	—	0.1	—	6	0.7	neg	neg	7
F12	-6	~0	100	3	0.4	0.2	0.3	0.7	5.5	5	neg	pos-neg	7
F14	-6	~0	100	2	0.6	0.15	0.05	0.5	6	4	pos-neg	pos-neg	15
FF14	-6	0.7	<150	1.5	6	6	60	60	4	70	pos	—	8
FF21	+6	4.9	< 22	1.5	0.1	0.1	0.3	0.3	4.5	0.7	neg	—	10

(*) Measurements were carried out with input rise times of 0.1 μ s.

3'8. Logical circuits G, FF. - It is here impossible to show a combination of logical elementary circuits making possible the assembly of a logical system LS of general type; actually these systems must be designed with the required operations in mind. Besides, it is not even possible to define, and therefore to standardize, logical basic circuits, because in their planning we have to consider particular requisites such as, for instance, the general complexity of the system, the operational speed, and how they are controlled, namely, if DC or pulse-controlled.

Here we can only mention the most elementary diagrams of the logical basic circuits (1,11,13,21-23). These are represented in Fig. 17 (a), (b) and (c); (a) performs multiplication if the states 1 are positive, or addition, if the states 1 are negative; (b) performs addition for positive states 1 or multiplication for negative states 1; (c) performs inversion.

A practical example of a simple combination of logical circuits is shown in Fig. 18. This element, used in the system TS-C described in 3'9), to accomplish the reset and transferring operations, performs the multiplication of

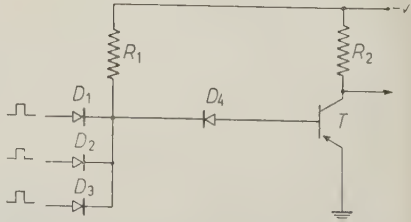


Fig. 18. - $R_1=100\text{ k}\Omega$, $R_2=100\text{ k}\Omega$, $D=1S220$, $T=BCZ11$.

the three positive inverted inputs. Then, if inputs are, *e.g.*, A , B and C , the output is $\bar{A} \times \bar{B} \times \bar{C}$.

Particular logical circuits, but of general use, are those of anticoincidence and coincidence, as was said in Section 2.

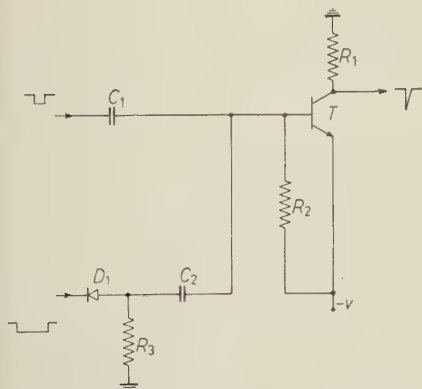


Fig. 19 (AC2). — $D_1 = \text{FD100}$, $T = 2\text{N338}$,
 $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 33 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 100 \text{ k}\Omega$,
 $C_1 = 150 \text{ pF}$, $C_2 = 1500 \text{ pF}$.

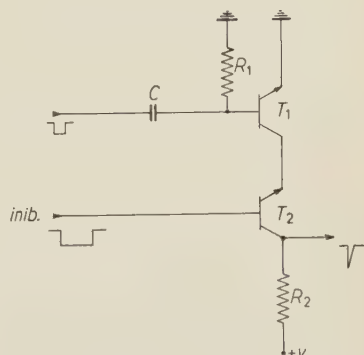


Fig. 20 (AC3). — $T_1 = T_2 = 2\text{N708}$,
 $R_1 = 5.6 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 2.2 \text{ k}\Omega$,
 $C = 68 \text{ pF}$.

In Fig. 19 and 20 two anticoincidence circuits, AC2 and AC3, are shown; they are product circuits, because the inversion operation of an input is obtained by previous devices.

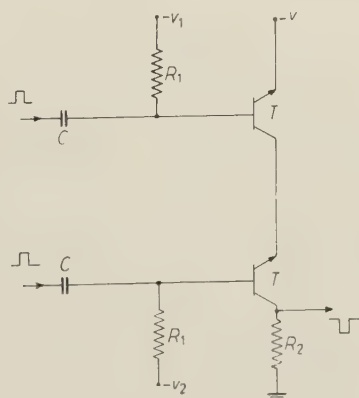


Fig. 21 (C). — $T = 2\text{N708}$, $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$, $C = 68 \text{ pF}$, $-V = -V_1 = -V_2 = -6\text{V}$.

Figure 21 shows a coincidence of « Rossi » type, which is also a product circuit.

Some flip-flops as memory elements were made, the most interesting ones

are FF 14 and FF 21, shown respectively in Fig. 22 and 23. They differ essentially in time resolution.

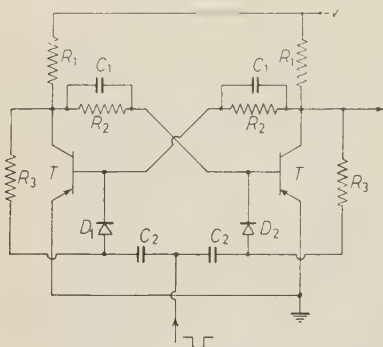


Fig. 22 (FF14). - $C_1 = 680$ pF, $C_2 = 150$ pF, $R_1 = 56$ k Ω , $R_2 = 100$ k Ω , $R_3 = 220$ k Ω , $D = 1S220$, $T = BCZ11$.

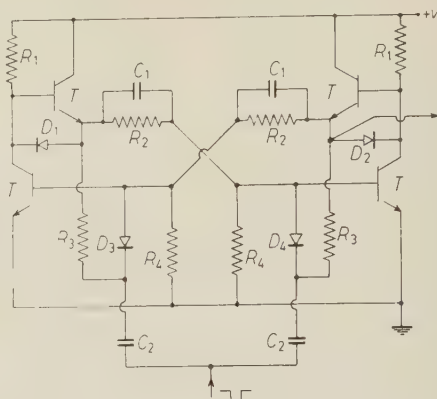


Fig. 23. - (FF21) $C_1 = 22$ pF, $C_2 = 22$ pF, $R_1 = 10$ k Ω , $R_2 = 22$ k Ω , $R_3 = 10$ k Ω , $R_4 = 22$ k Ω , $D = FD100$, $T = 2N708$.

The characteristics of all these basic elements in the figures are shown in Tables VII and VIII.

TABLE VIII.

Mod.	V	W	Pol _i	Pol _u	a_M	t_R	A_m	τ_R	A	P
C	-6	0	pos	neg	4.5	0.2	2	0.4	0.6	6
AC2	-6	0	$\begin{cases} A \text{ pos} \\ B \text{ neg} \end{cases}$	neg	5	0.5	3	—	1	6
AC3	+6	0	$\begin{cases} A \text{ pos} \\ B \text{ neg} \end{cases}$	neg	5	0.2	2.4	—	1	6

3'9. *Telemetry-encoding system TS-C.* - The telemetry system, for the above mentioned reasons, is of digital type and namely a binary PCM.

It comes, with marked improvements, from a system we have previously used with very good results⁽²⁴⁻²⁶⁾. The present system was designed and built in order to improve the following characteristics:

⁽²⁴⁾ D. BRINI, U. CIRIEGI, A. GANDOLFI and G. L. TABELLINI: *Suppl. Nuovo Cimento*, **17**, 277 (1960).

⁽²⁵⁾ D. BRINI, U. CIRIEGI, M. GALLI, A. GANDOLFI and G. L. TABELLINI: *Ricerca Scientifica*, **31**, (II-A), 36 (1961).

⁽²⁶⁾ D. BRINI, U. CIRIEGI, M. GALLI, A. GANDOLFI and G. L. TABELLINI: *Nuovo Cimento*, **22**, 1261 (1961).

a) Power supply. This improvement was obtained both by design variations and by replacing germanium transistors with silicon ones, which can operate on a lower current. The present power requirement is about 40 times smaller than the previous one.

b) Increase of the operational temperature range. The higher temperature limit was raised to about 100 °C. That improvement was obtained as per a). This implies an increase in the overall reliability.

c) Decrease of circuit complexity. This implies a smaller weight and volume in the apparatus and a further increase in the system reliability. This improvement was obtained by some changes in the elementary circuits and in design philosophy; this makes possible a component decrease of about one half.

We can describe the telemetry system operations considering the block diagram as shown in Fig. 24. As we see, it practically consists of four codifiers CI, CII, CIII, CIV, of a binary memory M and of five gates GI, GII, GIII, GIV, GM.

The operation sequence is controlled by the programmer circuit P and the encoded data are sent to the transmitter T.

The data to be transmitted are subdivided into the four channels corresponding to the four encoding circuits C.

Each channel is, in its turn, subdivided into n subchannels, corresponding to n different inputs of the appropriate codifiers. Each encoding device is made up of n binary scalers for a total number of N flip-flops; each scaler corresponds to n different subchannels. Also the memory M has N flip-flops, in such a way to have:

$$N = \sum_{i=1}^n N_i,$$

where N_i is the digit number of the i -th subchannel of a codifier C. Gates G have N inputs and N outputs, each corresponding to one of the N flip-flops of C and M. When an In trigger from P reaches the codifier C, it inhibits C, during a small time interval Δt of the order of 100 μ s. In this interval the Rs trigger transfers the N states of C to M, through G, and resets C. After

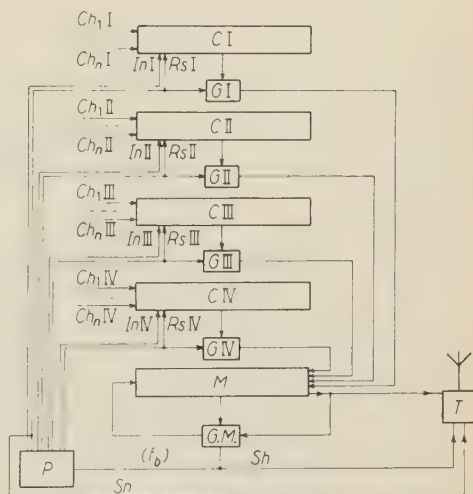


Fig. 24.

the Δt interval, the encoding of new data takes place again in C. Then, the N states of M begin to be shifted into M by means of GM, controlled by P with Sh triggers having a frequency f_b . In this way, considering the state of any flip-flop of memory M, its state sequence corresponds to the distribution of all flip-flop states in M, and then in C, at the transfer instant. The state sequence of such a flip-flop will be used to modulate the transmitter T.

Now Sh, In and Rs triggers take place in such a way that the N digits of M, corresponding to a certain C, may be repeated n_0 times during $\frac{1}{4}$ of the In and Rs period. Namely, if the period of In and Rs triggers is T_R and that of Sh is $T_b = 1/f_b$ we have:

$$\frac{T_R}{T_b} = 4Nn_0.$$

Therefore, if the four pairs of triggers In and Rs are delayed by $T_R/4$ the one with respect to the other, we will have, in the period T_R , a sequence of $4Nn_0$ digits: the first Nn_0 correspond to channel I, the second Nn_0 digits to channel II, and so on.

Of course, synchronization signals will be necessary in order to recognize the channel and the order of digits.

They can be represented both by Sh triggers and by one of the Rs or In triggers, which will be sent to transmitter T. The data transmission method will be described in 3'11); however, in order to understand better what we have said above, we can anti-

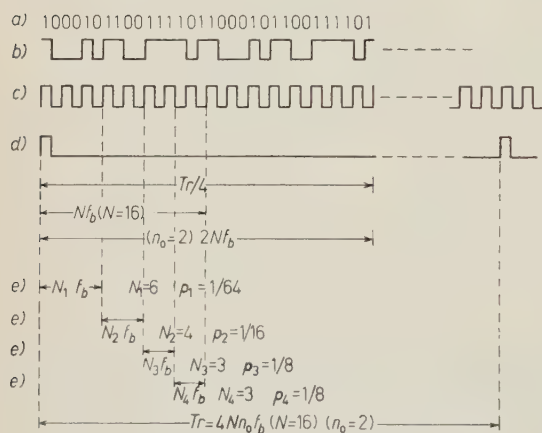


Fig. 25.

ipate an example of ideal data recording, shown in Fig. 25. Here we consider $N = 16$, $n_0 = 2$, which generate a word of 64 digits repeated twice. The first 16 figures of (a) correspond to the state sequence of M shown in (b) and referring to CI. (c) represents the shift period given by Sh, (d) the word beginning signal.

There are four subchannels of CI, in this example, so distributed: the first 6 bits correspond to Ch 1, the following 4 bits to Ch 2, the following 3 to Ch 3, and the last 3 to Ch 4. In this example the data, referring to CII, CIII, and CIV, are not represented.

An element of the device, representing one codifier and memory flip-flop and one shaper, is shown in Fig. 26. As one can see, elementary circuits, described beforehand, are used; they satisfy requisites 2.1), 2.2) and 2.3). As regards requisites 2.4) and 2.5), we can point out that it is sufficient to

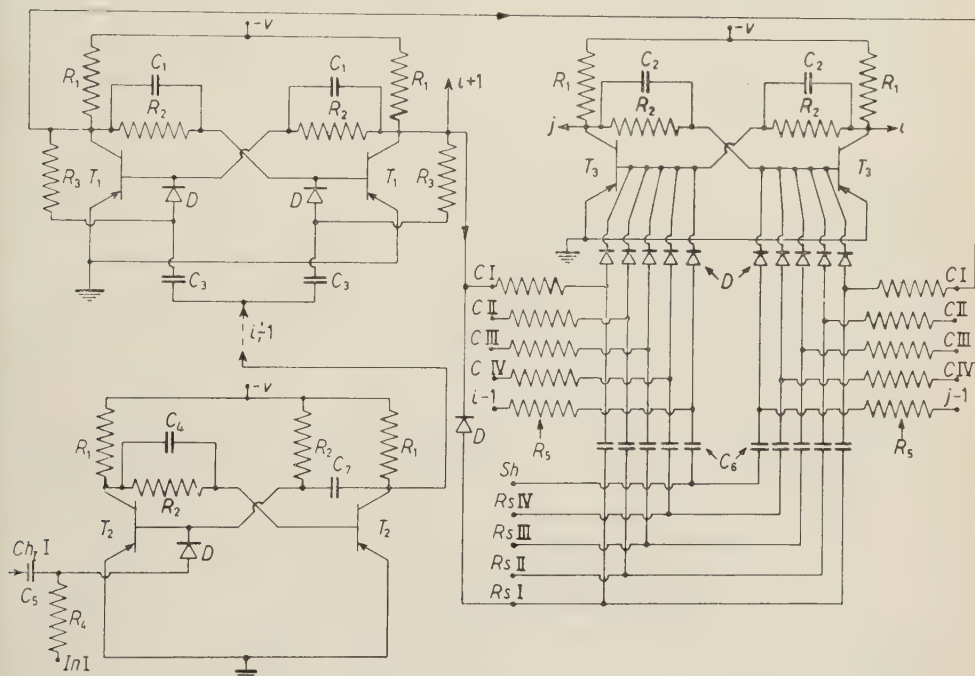


Fig. 26 (TS-C). — $C_1=680$ pF, $C_2=680$ pF, $C_3=150$ pF, $C_4=680$ pF, $C_5=150$ pF, $C_6=150$ pF, $C_7=300$ pF, $R_1=56$ k Ω , $R_2=100$ k Ω , $R_3=220$ k Ω , $R_4=100$ k Ω , $R_5=220$ k Ω , $D=1S220$, $T=BCZ11$.

subdivide simply the C codifiers into subchannels Ch_i , in order to adapt the telemetry system to any information source. The requisite 2.6) will be discussed after the description of transmitting systems, but we can already say how this method, besides visual reading of data recording, is particularly suitable for the processing of data by digital computers.

Furthermore, the requisite 2.7) is easily attained. As regards requisites 2.8), 2.9) and 2.10) it can be observed that the choice of the PCM method allows us to attain them in the best way.

The criterion of choosing n_0 , N , T_n and of subdividing each N into many subchannels, is obviously linked to the type of experiment and its complexity. We can, however, set out some general remarks which are valid in any case.

a) T_R is the measurement period when statistical counting of particles or events represents the information. In that case, its upper limit is determined by the measurement type, affecting the maximum counting period. *E.g.*, if we want to detect counting variations in periods not longer than 10 s, such interval will be the upper limit T_{RM} .

The lower limit of T_R is represented by the shortest measurement period or by the conversion time required by AN converters. A minimum reasonable limit R_{Rm} is, for the described AN converters, of the order of 10^{-2} s.

b) As regards the criterion of subdividing the N bits of C into the different subchannels, we can make the following general remarks, referring again to the cases involving both statistical counting and digitalized analog data. In the first case, if we have a i -th output corresponding to a mean frequency ν_i , we will have, in the chosen period T_R , a mean counting $x_i = \nu_i T_R$ and a maximum $x_i + 3\sqrt{x_i}$ (at least in more than 99% of the countings). The minimum required number of digits will be, then

$$N_{M_i} \geq \log_2 (x_i + 3\sqrt{x_i}).$$

If we want, however, to obtain a certain measurement accuracy p_i , it is not necessary to memorize all N_{M_i} digits in M :

$$N_i \geq -\log_2 p_i \text{ memory bits will be}$$

sufficient in this case.

The other $N_{ei} = N_{M_i} - N_i$ digits are not to be memorized; namely, a scaler with N_{ei} flip-flops must be placed at the input of the codifier C.

If, in these countings, we want to obtain the minimum error consistent with statistical errors, we must obviously put:

$$(2) \quad N_{ei} \leq \log \frac{1}{2} x_i.$$

In Fig. 27 are reported N_{ei} , N_M and N_i vs. x_i , showing the accuracy p_i obtained by (2).

As is seen, for values of $x_i < 16$, we must memorize all events, then accuracy no longer depends on the memory bit number.

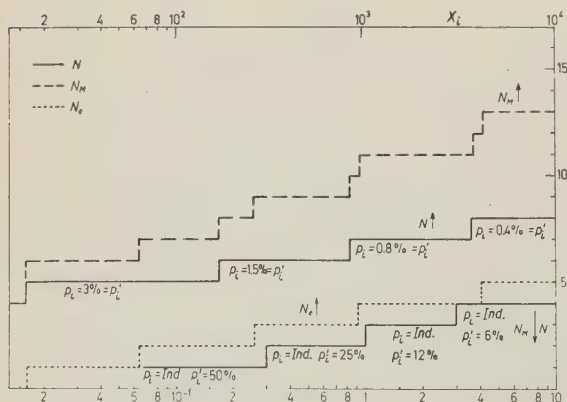


Fig. 27.

Similar remarks can be applied to digitalized analog data, giving countings between a maximum x_{Mi} and a minimum x_{mi} . We obtain:

$$N_{Mi} \geq \log_2 x_{Mi},$$

$$N_i \geq -\log_2 p_i',$$

n being the number of data to be telemetered for each channel, the bit number N to be memorized will be fixed; it will be

$$N = \sum_i^n N_i.$$

c) To choose the number n_0 of repetitions of the same datum we must take into account the error probability affecting the received data. A value $n_0=2$ is, in most cases, sufficient to have a very small error probability.

d) The binary digit rate, corresponding also to the frequency of Sh triggers, will be therefore:

$$f_b = \frac{4Nn_0}{T_R} = \frac{4n_0}{T_R} \sum_i^n \log_2 \frac{1}{p_i} \text{ binary digits/s.}$$

This rate, obviously linked to the information bandwidth, namely $W_1 = \frac{1}{2} f_b$, is also the lowest radiofrequency bandwidth of the transmitter.

Being, for example, $n_0=2$, $T_R=10^{-1}$ s, $N=32$ (corresponding, e.g., to 20 subchannels, with accuracies of 3% and to 4 subchannels with accuracies of 0.8%) we have 240 data/s, with

$$W_1 = 1280 \text{ Hz.}$$

Table IX reports the characteristics of the system, evaluated on $N=32$ bits

TABLE IX.

Mod.	V	W(*)	Pol _i (**)	A _m (**)	τ_R (**)	v_1	v_0	Pol _{In}	Pol _{Rs}	Pol _{Sh}	a	ΔT	P (*)
TS-C-P	-6	1	pos	3	70	-4	0	neg	pos	pos	5.5	500 (In) 50 (Rs-Sh)	20

(*) per « bit ».

(**) in C.

(***) when FF14 are used.

3'10 Programmer P. — The programmer must give, as we said, the sequence of the commands necessary for the wanted operations of the telemetry system TS-C, of the logical system LS, of converters AN and of system MO. Here we will describe the programmer P concerning only the orders for the telemetry system TS-C, since the other orders depend on the particular

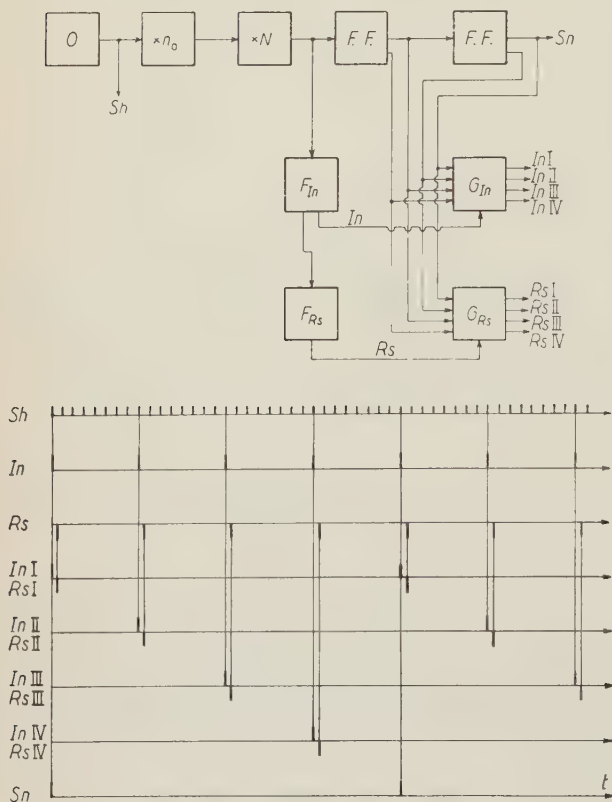


Fig. 28.

group of measurements we want to make. In such a case, therefore, it is necessary to arrange other controlling elements designed *ad hoc*.

The triggers required by the system TS-C are, as was said above at 3'9), and as is shown in the block diagram and wave forms of Fig. 28: Sh, In I, In II, In III, In IV, Rs I, Rs II, Rs III, Rs IV, where N (bit number of C and M), n_0 (repetition number) and T_R (encoding time) are taken as parameters.

In the block diagram of Fig. 28 O is an oscillator with f_0 frequency, whose output gives the Sn trigger. n_0 and N are two scalers with scaling factors respectively n_0 and N . The output signal

from N triggers the two shapers F_{In} and F_{Rs} ; they give, in their turn, the triggers In and Rs which are sent, respectively, into the two gates G_{In} and G_{Rs} .

These last circuits are essentially two electronic switches. The switching action is operated by the flip-flops FF, from which we have also the synchronization pulse Sh giving the word beginning.

The circuits used to build the shown block diagram are the same basic ones described in 3'7 and 3'8. The characteristics of the system are shown in Table IX.

3'11. Transmitters T. — The problem of how to choose the transmission method (7,10,27,28) must be faced considering, besides most questions of Sec-

tion 2, also, and above all, the criterion of recording and processing the received data. In fact, we may have different solutions according to the following cases:

- a) automatic reading and processing of data by digital computers;
- b) visual reading of the recording and not automatic processing of data.

The latter case allows a simple instrumentation both from the transmission and from the receiving-recording points of view. It is obvious, however, that this will be possible and will have meaning only if the apparatus has limited information capacity. However, in the discussion we will first deal with case a) which, being more general, enables us to simplify the treatment of case b).

The first question is how to transmit the information encoded by C-TS, the transmitter modulator being driven by the information signal in the form of a sequence of voltage levels, which can have two values corresponding to the states 1 and 0.

In the system originally used we transformed the 1 or 0 level voltage sequence into a sequence of pulses having two amplitudes, as is shown in Fig. 29(b), one of which, f.i. the zero level, can have also a zero amplitude, as in Fig. 29(b'). We chose such a criterion, because it appeared very simple in direct reading of the recording. It offers, however, some disadvantages, among which the necessity of adjusting the pulse width according to the repetition frequency f_b .

The criterion to modulate the transmitter directly with the level voltage sequence in such a way as to reproduce the same sequence at ground, as is shown in Fig. 29(a), seems to us more convenient.

This method offers the following advantages in respect to the first system:

- a) smaller transmitter bandwidth;
- b) capability of large variations of f_b without the necessity of changing the modulator;
- c) less complexity of the modulator.

For these reasons the second alternative is to be preferred, inasmuch as it is possible, by means of a ground instrumentation, to transform recording

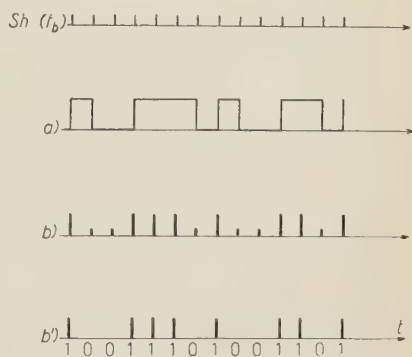


Fig. 29.

(27) L. L. RAUCH: *IRE Transactions on Space Electronics and Telemetry*, Vol. SET-6, n. 2, 81 (1960).

(28) C. E. TIBBS and G. G. JOHNSTONE: *Frequency Modulation Engineering* (1956).

(a) into (b) or (b'), which is necessary for the automatic reading and processing of data.

After choosing the transmission criterion, we see how the message can be interpreted by digital computers, supposing to record it on magnetic tapes, in order to state the general requisites of the transmitting system. It is obvious that the recording of a waveform, shown in Fig. 29(a) or (b'), cannot be read by a computer.

As mentioned above in 3'9, it is necessary, then, to send into the computer two other pieces of information, namely the bit frequency f_b and the word beginning, which, ideally, can be represented as shown in Fig. 30. Of

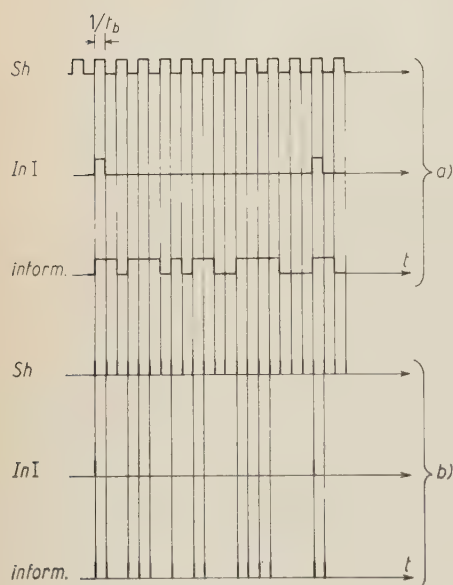


Fig. 30.

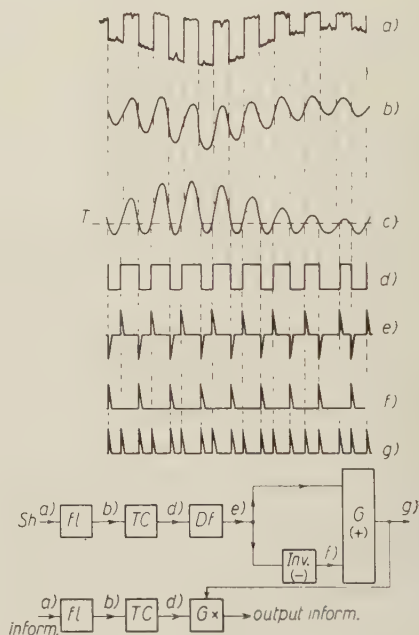


Fig. 31.

course, the computer will be programmed giving the instructions corresponding to the subdivision of the $4n_0N$ word bits into the $4n$ subchannels, to the code used for each subchannel and to the required processing of the different data.

The magnetic tape recording obtained at the output receiver has not an ideal form as in Fig. 30, but a more irregular one, due to noise, fading, etc. In order to make use of such a recording in a computer, it is necessary, then, to regenerate it; that means that the original recording must be transformed into a standard form, as shown f.i. in Fig. 30(b), (4,13,29).

This is possible with not very complicated standard apparatus. Figure 31

(29) E. J. BAGHDADY: *Lectures on Communication System Theory* (New York, 1961).

shows the block diagram of the apparatus which performs the regeneration of the synchronization signals having frequency f_b . In this figure:

- a) is the original recording;
- fl is the lowpass filter with upper cut-off frequency f_b ;
- TC represents a circuit with threshold T;
- Df is a differentiating circuit;
- Inv (—) represents an inversion circuit for negative pulses;
- G (+) is a gate «or» for positive pulses;
- g) shows the regenerated synchronization signal.

As regards the regeneration of the message recording, the above processes are necessary as far as (d). At this point we have a waveform of the type of Fig. 29(a) controlling a Gx gate, which accepts the regenerated synchronization pulses. The Gx output will be a sequence of pulses of the type of Fig. 29(b') containing the information. Similar criteria are, obviously, used for the regeneration of the word beginning signal.

We wish to point out that the above mentioned processes are a fairly common and general example, but they do not pretend to represent the only possible method. It will be, indeed, necessary to establish the regeneration criterion according to the type of computer to be used.

In many cases, it will be even possible to use the computer itself to make some regeneration operations such as, f.i., the one regarding the pulse shaping of the information channel by means of Gx.

Taking into account all the above remarks, we can now establish the general specifications to follow in the transmitter design.

Let us suppose, for clearness, that we are transmitting the three pieces of information using three transmission channels.

The ideal modulation criterion, from the point of view of requisites 8, 9 and 10 of Section 2, is frequency modulation.

However, it being very difficult to keep the carrier frequency constant, the more necessary the narrower the transmitter bandwidth, we preferred to use amplitude modulation, with crystal-controlled frequency. With this modulation requisites 8, 9 and 10 of Section 2 are not essentially modified.

The minimum radiated powers required are of several tens of mW in order to obtain a range of about 1000 km, for air to ground transmissions. The system, built with silicon transistors and working at a frequency of 108.03 MHz, or of 136.5 MHz, is a multiplex system of the AM-AM type. The multiplexing system is shown in the block diagram of Fig. 32.

The frequencies of subcarriers are chosen with a view of obtaining both a transmission bandwidth consistent with that of normal receivers, which

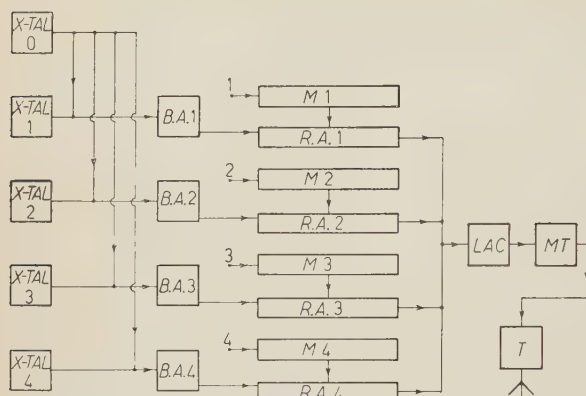


Fig. 32.

is of about 10 kHz, and to avoid distortions of 2nd and 3rd harmonic and intermodulation terms within the bands occupied by subcarriers. The frequencies of subcarriers are thus stated: 1500, 2700, 4950 and 8550 Hz. These are obtained by beats in beat-amplifiers BA 1, 2, 3 and 4 where the frequencies of the four crystal oscillators X-Tal 1, 2, 3, 4 are mixed with that of X-Tal 0. The

oscillator frequencies are respectively 216 500, 217 700, 219 950, 223 550 215 000 Hz (7). Outputs from the different BA's go to detector-amplifiers RA, which are modulated by the corresponding modulators M. These are driven, in their turn, by the four corresponding signals we want to transmit. Outputs from the four RA's are then linearly added by the addition circuit LAC. Its output drives the modulator MT of the transmitter T. In this connexion we wish to point out that, for zero modulation, we have always a carrier, which can be used for tracking purposes.

Supposing we employ the 2nd, 3rd and 4th subcarriers with maximum modulating frequency, we can transmit some hundred binary digits per second.

This corresponds, f.i., in the case of $n_0 = 2$, $N = 32$ and average values $N_i = 5$, to the transmission of some ten different data per second.

Obviously, the receiving apparatus must be, practically, symmetric as regards the transmission apparatus, as shown in Fig. 33. Here

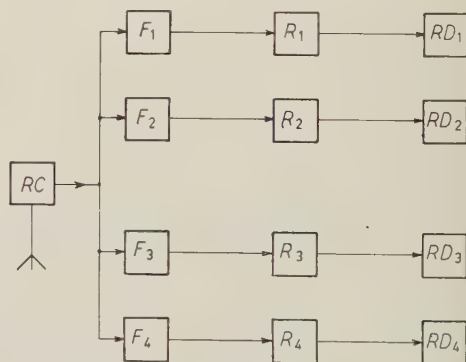


Fig. 33.

- RC is an AM receiver with bandwidth of about 10 kHz;
- F's are subchannel filters;
- R's are detector-amplifier systems and
- RD's represent the subchannel recorders.

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS
"ENRICO FERMI"

UNDER THE AUSPICES
OF THE MINISTERO DELLA PUBBLICA ISTRUZIONE
OF THE CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE
AND OF THE COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE

SUMMER COURSES 1962

VILLA MONASTERO

VARENNA SUL LAGO DI COMO

During the year 1962, thanks to contributions from the Ministero della Pubblica Istruzione, the Consiglio Nazionale delle Ricerche, the Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare, the North Atlantic Treaty Organization, and other Italian and Foreign Authorities, Companies and Organizations, the following *Summer Courses* will be held at Varenna in the Villa Monastero, the use of which has been kindly granted by the Ente Villa Monastero.

	1st COURSE 1962 (XXIV since the beginning of the School) 4th June - 16th June	2nd COURSE 1962 (XXV since the beginning of the School) 9th July - 21st July	3rd COURSE 1962 (XXVI since the beginning of the School) 23rd July - 4th August	4th COURSE 1962 (XXVII since the beginning of the School) 6th August-18th August	5th COURSE 1962 (XXVIII since the beginning of the School) 20th August-1st September
1) Title	Space exploration and the solar system	Advanced plasma theory	Elementary particles	Dispersion and absorption of sound by molecular processes	Star evolution
	Results and prospects of space exploration bearing on the problems of the structure and origin of the solar system. Specifically: Solar physics; Plasma, magnetic fields and energetic particles in interplanetary space; Radiation belts; Planetary atmospheres; Internal structure of planets.	Plasma sheaths; Gas discharge theory; Resistive instabilities; Application of the energy principle; Microinstabilities; Non-linear theory; Basic stability theory; Plasma statistical mechanics.	New mesons and resonances in strong interaction physics; a) theoretical; b) experimental; Selected topics on strange particles: a) theoretical; b) experimental; Form factors of elementary particles from dispersion relations.	Theories of fluids; Rotational and vibrational relaxation in gases; Translational relaxation in gases; Thermal relaxation in liquids; Shear and structural relaxation in liquids; Relaxation in electrolytes; Polymers; Theoretical calculation of relaxation.	Observational approach to star evolution; The initial stages of star evolution; The computation of stellar models; Chemical evolution of stars; White dwarfs; The row of instability of stellar structure in star evolution; Star evolution and galaxies; T Tauri stars and related subjects; Observational evidence of star formation.
2) Subject-matter	T. GOLD, Cornell University - Ithaca, N.Y. (U.S.A.) S. HAYAKAWA, Nagoya University - Chikusa - ku - Varenna (Japan)	B. BERTOTTI, Laboratorio Gas Ionizzati - Frascati (Italy) G. ECKER, University of Bonn - Bonn (Germany)	S. DRELL, Stanford University - Stanford, Cal. (U.S.A.) A. H. ROSENFELD, Lawrence Radiation Laboratory - Berkeley, Cal. (U.S.A.)	M. GREENSPAN, National Bureau of Standards - Washington, D.C. (U.S.A.) K. F. HERZFELD, Catholic University - Washington	G. BURBRIDGE, Yerkes Observatory - Williams Bay, Wis. (U.S.A.) R. KIPPENHAHN, Max-Planck-Institut für Physik - Göttingen

<p>Contributions from other lecturers are expected.</p>	<p>T. LITOVITZ, Catholic University - Washington, D.C. (U.S.A.)</p> <p>W. P. MASON, Bell Telephone Laboratories - Murray Hill, N.J. (U.S.A.)</p> <p>K. TAMM, Institut für Angewandte Physik - Heidelberg (Germany)</p>	<p>Prof. DANIELE SETTE, Professor of Physics at the University of Rome.</p>	<p>Prof. L. GRATTON</p> <p>Labor. Gas Ionizzati Laboratori Nazionali di Frascati Casella Postale N. 65</p> <p>FRASCATI, Roma (Italy)</p>	<p>Monday, 20th August, 9.30 a.m.</p> <p>Saturday, 1st September, in the afternoon.</p>
<p>Contributions from other lecturers are expected.</p>	<p>P. STURROCK, Stanford University - Stanford, Cal. (U.S.A.)</p> <p>W. THOMPSON, Atomic Energy Research Establishment - Harwell (England)</p>	<p>Prof. MARCELLO CONVERSI, Professor of Physics at the University of Rome.</p>	<p>Prof. D. SETTE</p> <p>Cattedra di Fisica Facoltà di Ingegneria Via Eudossiana 18</p> <p>ROMA (Italy)</p>	<p>Monday, 6th August, 9.30 a.m.</p> <p>Saturday, 18th August, in the afternoon.</p>
<p>Contributions from other lecturers are expected.</p>	<p>G. J. F. MACDONALD, University of California - Los Angeles, Cal. (U.S.A.)</p> <p>G. RIGHINI, Osservatorio Astrofisico di Arcetri - Firenze (Italy)</p> <p>J. VAN ALLEN, State University of Iowa - Iowa City, Ia. (U.S.A.)</p> <p>S. N. VERNOV, University of Moscow - Moscow (U.S.S.R.)</p>	<p>Prof. MARSHALL N. ROSENBLUTH, General Dynamics Corporation - General Atomic Division, San Diego, Cal.</p>	<p>Prof. M. CONVERSI</p> <p>N. P. Division CERN</p> <p>GENÈVE 23 (Switzerland)</p>	<p>Monday, 23rd July, 9.30 a.m.</p> <p>Saturday, 4th August, in the afternoon.</p>
<p>Contributions from other lecturers are expected.</p>	<p>G. J. F. MACDONALD, University of California - Los Angeles, Cal. (U.S.A.)</p> <p>G. RIGHINI, Osservatorio Astrofisico di Arcetri - Firenze (Italy)</p> <p>J. VAN ALLEN, State University of Iowa - Iowa City, Ia. (U.S.A.)</p> <p>S. N. VERNOV, University of Moscow - Moscow (U.S.S.R.)</p>	<p>Prof. MARSHALL N. ROSENBLUTH, General Dynamics Corporation - General Atomic Division, San Diego, Cal.</p>	<p>Prof. M. N. ROSENBLUTH</p> <p>General Atomic Division General Dynamics Corporation P.O. Box 608</p> <p>SAN DIEGO 12, Cal. (U.S.A.)</p>	<p>Monday, 9th July, 9.30 a.m.</p> <p>Saturday, 21st July, in the afternoon.</p>
<p>Contributions from other lecturers are expected.</p>	<p>G. J. F. MACDONALD, University of California - Los Angeles, Cal. (U.S.A.)</p> <p>G. RIGHINI, Osservatorio Astrofisico di Arcetri - Firenze (Italy)</p> <p>J. VAN ALLEN, State University of Iowa - Iowa City, Ia. (U.S.A.)</p> <p>S. N. VERNOV, University of Moscow - Moscow (U.S.S.R.)</p>	<p>Prof. BRUNO ROSSI, Professor of Physics at the Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass.</p>	<p>Prof. S. OLBERT</p> <p>Massachusetts Institute of Technology Rm. 26-443</p> <p>CAMBRIDGE 39, Mass. (U.S.A.)</p>	<p>Monday, 4th June, 9.30 a.m.</p> <p>Saturday, 16th June, in the afternoon.</p>
<p>Contributions from other lecturers are expected.</p>	<p>G. J. F. MACDONALD, University of California - Los Angeles, Cal. (U.S.A.)</p> <p>G. RIGHINI, Osservatorio Astrofisico di Arcetri - Firenze (Italy)</p> <p>J. VAN ALLEN, State University of Iowa - Iowa City, Ia. (U.S.A.)</p> <p>S. N. VERNOV, University of Moscow - Moscow (U.S.S.R.)</p>	<p>Prof. BRUNO ROSSI, Professor of Physics at the Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass.</p>	<p>Prof. L. GRATTON</p> <p>Labor. Gas Ionizzati Laboratori Nazionali di Frascati Casella Postale N. 65</p> <p>FRASCATI, Roma (Italy)</p>	<p>Monday, 20th August, 9.30 a.m.</p> <p>Saturday, 1st September, in the afternoon.</p>

4) Organizer and Director of the Course

5) All correspondence should be sent to

6) Opening of the Course

7) Closing of the Course

GENERAL INFORMATION

- A) - In addition to the official lectures, several seminars on related subjects will be held by visiting scientists.
- B) - In general, lectures, seminars, conferences and discussions will be held in English or French
- C) - The organization and direction of the Courses are entrusted to the Directors.
- D) - Each Course lasts 13 days.
- E) - Application forms, in duplicate, should arrive not later than 45 days before the beginning of the Course (*i.e.* resp., before April 20th, May 25th, June 8th, June 22nd, July 6th). For additional forms please apply to « Società Italiana di Fisica, Via Irnerio 46, Bologna » or to the Directors of the Courses.
- F) - The number of students at each Course is limited to about 40-45. Students are required to attend all lectures and seminars.
- G) - Total fees to be paid by students for attendance to the Course, room and board are Lit. 32.500 for single-room accommodation and Lit. 26.000 for double-room accommodation.
- H) - Applications will be considered by the President of the Italian Physical Society and by the Director of the Course on the basis of the information submitted, with regard also to a fair distribution of the places available among students of various nations. Applicants will be informed of the decisions on their admittance within two weeks from the application dead-line (*i.e.* resp., May 5th, June 9th, June 23rd, July 7th, July 21st).
- I) - Applicants who were not accepted as students and whoever is interested in the subject, may attend the Course as observers, subject to decision of the President of the Italian Physical Society and of the Director of the Course. Tuition fees charged to observers amount to Lit. 5.000 per Course. Observers should provide to their living expenses (room and board); if required, the School may take care of their hotel accommodation.
- J) - Students will oblige in arriving at Varenna in the afternoon of the day preceding the opening of the Course (*i.e.* resp., in the afternoon of June 3rd, July 8th, July 22nd, August 5th, August 19th) and calling at our delegate at the Bar of the « Albergo Stazione », in front of the Station itself, for lodgings and to receive information and papers concerning the Course.
- K) - Accommodation for the students will be provided in rooms with 1 or 2 beds either in the guest quarters of the Villa Monastero or in hotels at Varenna. Meals will be had at the Villa itself or at a hotel in Varenna.
- L) - Fees as per G) and I) should be paid not later than 4 days after the beginning of the Course (*i.e.* resp., before June 8th, July 13th, July 27th, August 10th, August 24th) to the management of the School, at Varenna, in Italian currency. A very limited number of scholarships may be granted to students whose economic conditions might otherwise prevent them from attending the School.
- M) - The School will do everything possible to find suitable accommodation in local hotels for members of family accompanying the students. It should be noted, however, that, in view of the holiday season, local possibilities are limited. Members of students' families may avail themselves of the catering arrangements being organized for the School. All expenditure involved in the hotel accommodation, board etc. for students' relatives will be payable separately. These expenses will be, according to the hotel, from 2.800 to 3.800 Lire per person per day and are to be settled directly with the hotel management.

Bologna, 28th February 1962

The Secretary of the S.I.F.

G. GERMANÀ

The President of the S.I.F.

G. BERNARDINI

The Directors of the Courses

B. ROSSI, M. N. ROSENBLUTH, M. CONVERSI, D. SETTE, L. GRATTON

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS "ENRICO FERMI".

VILLA MONASTERO
VARENNA SUL LAGO DI COMO

COURSE ON

DATE

Application forms duly completed and typed (or clearly written) should be returned to
the Director of the Course within the fixed date as from Section E).

1. Name and Surname.....

2. Place of Birth:	3. Date of Birth:	4. Present Nationality:	5. Sex: Male <input type="checkbox"/> Female <input type="checkbox"/>
--------------------	-------------------	-------------------------	-----------------------------------------------------------------------------

3. Academic qualifications:

Degrees and other qualifications

Institution

Time of Acquisition

7. Present professional activity

8. List of publications in Physics (If some more space is required, please attach additional
pages):

9. Knowledge of English :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

10. Knowledge of French :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

11. For communication of admittance to the Course:

a) Mailing address

.....

.....

b) Telegraphic address

12. Recommended by

(Enclose a letter of reference from a Professor of Physics testifying to your qualifications and interest in partecipating to the Course).

13. Accomodation :

a) Will you be accompanied by relatives? Yes/No

b) If no, please state what you prefer :

To share a room with another student ☐

To have single room accomodation ☐

c) If yes, will you then be accompanied by your wife? Yes/No

Bring children? Yes/No How many? Aged

Other relatives? Yes/No How many?

14. I request observer status ☐

I request student status ☐

Place and Date

Applicant's signature

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS "ENRICO FERMI..

VILLA MONASTERO

VARENNA SUL LAGO DI COMO

COURSE ON

DATE

Application forms duly completed and typed (or clearly written) should be returned to the Director of the Course within the fixed date as from Section E).

1. Name and Surname

2. Place of Birth:	3. Date of Birth:	4. Present Nationality:	5. Sex
			Male <input type="checkbox"/>
			Female <input type="checkbox"/>

6. Academic qualifications:

Degrees and other qualifications

Institution

Time of Acquisition

7. Present professional activity

List of publications in Physics (If some more space is required, please attach additional pages):

9. Knowledge of English :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

10. Knowledge of French :

	Good	Average	Poor
Read			
Written			
Spoken			

11. For communication of admittance to the Course :

a) Mailing address

.....

.....

b) Telegraphic address

12. Recommended by

(Enclose a letter of reference from a Professor of Physics testifying to your qualifications and interest in participating to the Course).

13. Accomodation :

a) Will you be accompanied by relatives? Yes/No

b) If no, please state what you prefer :

To share a room with another student ☐

To have single room accomodation ☐

c) If yes, will you then be accompanied by your wife? Yes/No

Bring children? Yes/No How many? Aged

Other relatives? Yes/No How many?

14. I request observer status ☐

I request student status ☐

Place and Date

Applicant's signature

.....

.....

Figure 34 represents a multiplexing channel, with the addition circuit LAC, and Fig. 35 the transmitter T model T 6 AM preceded by the modulator MT.

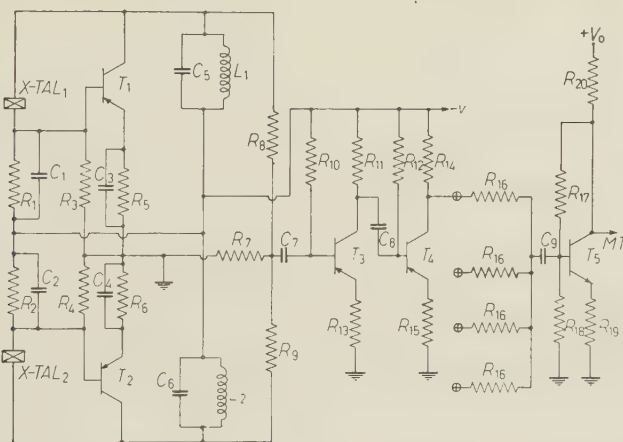


Fig. 34. - $R_1=100\text{ k}\Omega$, $R_2=100\text{ k}\Omega$, $R_3=22\text{ k}\Omega$, $R_4=22\text{ k}\Omega$, $R_5=220\text{ }\Omega$, $R_6=220\text{ }\Omega$, $R_7=3.3\text{ k}\Omega$, $R_8=220\text{ k}\Omega$, $R_9=220\text{ k}\Omega$, $R_{10}=220\text{ k}\Omega$, $R_{11}=6.8\text{ k}\Omega$, $R_{12}=220\text{ k}\Omega$, $R_{13}=100\text{ }\Omega$, $R_{14}=6.8\text{ k}\Omega$, $R_{15}=100\text{ }\Omega$, $R_{16}=100\text{ k}\Omega$, $R_{17}=100\text{ k}\Omega$, $R_{18}=5.6\text{ k}\Omega$, $R_{19}=220\text{ }\Omega$, $R_{20}=10\text{ k}\Omega$, $C_1=5\text{ nF}$, $C_2=5\text{ nF}$, $C_3=0.1\text{ }\mu\text{F}$, $C_4=0.1\text{ }\mu\text{F}$, $C_5=820\text{ pF}$, $C_6=820\text{ pF}$, $C_7=0.1\text{ pF}$, $C_8=0.1\text{ }\mu\text{F}$, $C_9=0.1\text{ }\mu\text{F}$, $T_1=T_2=T_3=T_4=\text{BCZ11}$, $T_5=2\text{N338}$, XTAL - 1 = 215.000 kHz, XTAL - 2 = 217.700 kHz, $-V = -6\text{ V}$, $+V_0 = +20\text{ V}$.

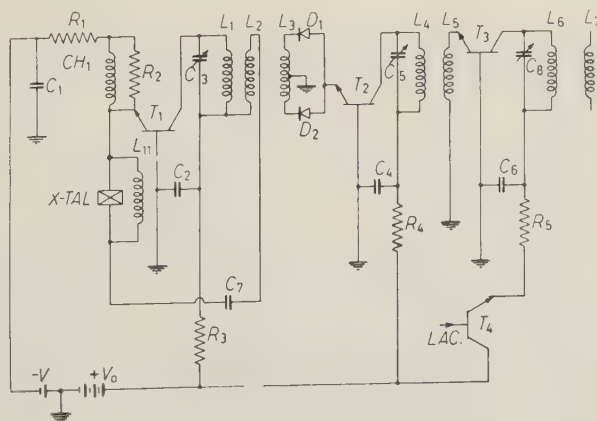


Fig. 35 (T6AM). - $R_1=100\text{ }\Omega$, $R_2=2.2\text{ M}\Omega$, $R_3=330\text{ }\Omega$, $R_4=680\text{ }\Omega$, $R_5=470\text{ }\Omega$, $C_1=0.1\text{ }\mu\text{F}$, $C_2=5000\text{ pF}$, $C_3=(1.3\div 12)\text{ pF}$, $C_4=5\text{ nF}$, $C_5=(1.3\div 12)\text{ pF}$, $C_6=5000\text{ pF}$, $C_7=10\text{ pF}$, $C_8=(1.3\div 12)\text{ pF}$, $CH_1=60\text{ w.w. } \varnothing=0.1\text{ mm}$, $L_1=9\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, $L_2=3\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, $L_3=4\text{ w.w. } \varnothing_e=6\text{ mm}$, $L_4=5\text{ w.w. } \varnothing_e=6\text{ mm}$, $L_5=3\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, $L_6=5\text{ w.w. } \varnothing_e=6\text{ mm}$, $L_7=3\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, XTAL = 68.250 MHz 5th Overt, $-V = -1.2\text{ V}$, $+V_0 = +20\text{ V}$, $T_1=T_2=T_3=2\text{N707}$, $T_4=2\text{N338}$.

The characteristics of the system are shown in Table X.

TABLE X.

Mod.	V	W	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	W_i	A_M	Δf	P
T2AM	- 20	600	—	—	—	—	108.03	60 ± 10	20	10	65
T6AM	+ 20/- 1.2	1500	1500	2700	4950	8500	136.5	170 ± 20	20	10	$65 + [50 (*)]$

(*) Weight of one subcarrier channel.

The multiplexing system was tested by laboratory checks, while the transmitting part, besides this, was used in balloon flights several times.

In the case of visual recording reading it is possible, as has already been said, to simplify the transmission apparatus considerably. In fact, regeneration of the recorded signal is not necessary, because human reading replaces the regeneration processes. Secondly it is not necessary to employ a transmission multichannel system. In fact, as regards the word-beginning signal, it is sufficient to superpose this, as a pulse of duration shorter than the period corresponding to bit one, on the information signal in such a way that it falls on an information digit.

As regards the synchronization signals, we know their frequency can be periodically checked on the recording by using the word-beginning signals.

An example of this is shown in Fig. 36, where Sh is the sample of synchronization signals containing the complete word of $4n_0N$ digits. These remarks, therefore, make it possible, in the visual recording reading case, to use only the transmitter T shown in Fig. 35, preceded by the simple mixer of the information

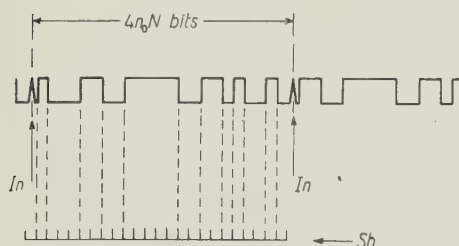


Fig. 36.

signal and of the word-beginning pulse. This pulse is supplied by a conventional shaper, described in 37, and triggered by the In differentiated pulse.

If a lower radiated power is sufficient and a temperature limit higher than about $+100^\circ\text{C}$ is not required, another model of AM transmitter can be used. The transmitter model T 2 AM, shown in Fig. 37, was employed in balloon experiments many times.

The characteristics of this transmitter can also be seen in Table X.

To conclude, we wish to point out that in case a), and precisely in the automatic data processing, the above mentioned three transmission subchannels represent the greatest number of subchannels needed: this transmission method

has been discussed here in detail only for greater clearness. As a matter of fact, in the above case only one transmission channel can be used, similarly to case b) where, f.i., the signal information is a pulse sequence as shown in

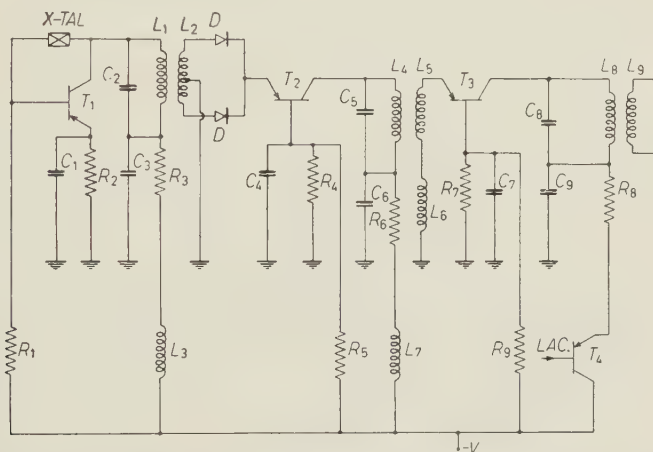


Fig. 37 (T2AM). — $R_1=150\text{ k}\Omega$, $R_2=100\text{ }\Omega$, $R_3=470\text{ }\Omega$, $R_4=1\text{ k}\Omega$, $R_5=100\text{ k}\Omega$, $R_6=1\text{ k}\Omega$, $R_7=2.2\text{ k}\Omega$, $R_8=220\text{ }\Omega$, $R_9=100\text{ k}\Omega$, $C_1=1.5\text{ nF}$, $C_2=(1.3\div 12)\text{ pF}$, $C_3=1.5\text{ nF}$, $C_4=1.5\text{ nF}$, $C_5=(1.3\div 12)\text{ pF}$, $C_6=1.5\text{ nF}$, $C_7=1.5\text{ nF}$, $C_8=(1.3\div 12)\text{ pF}$, $C_9=1.5\text{ nF}$, $L_3=L_7=L_8=0.5\text{ }\mu\text{henry}$, $L_4=14\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, $L_2=2\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, $L_4=L_8=5\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, $L_5=L_9=2\text{ w.w. } \varnothing_e=8\text{ mm}$, XTAL=54.0015 MHz 3° Overt, $T_1=T_2=\text{OC171}$, $T_3=2\text{N1143}$, $T_4=2\text{G321}$, $D=\text{OA90}$.

Fig. 29(b) and where the word-beginning signal is given by a pulse having a different width. This type of recording has been used for balloon experiments till now.

However, this system, or other possible ones, requires, for automatic reading and processing, a greater instrumental complexity of the apparatus for the regeneration of recording signals.

The choice of a multichannel system or a single channel with more complex regeneration devices, will depend on the particular requisites required from the instrumentation.

3'12. Radiocontrol systems CS-R. — The general remarks of Section 2 showed some advantage by using coded messages also for radiocontrol systems. This choice can be further sustained adding some remarks regarding another characteristic of radiocontrol systems: it is required that the control action should not be random. These unwanted actions can be due, as is known, firstly to atmospheric noises, to interference phenomena, and secondly, to artificial noises. Taking into account this last characteristic, an encoded system, offering great security from the point of view of unwanted actions, was designed.

In this connexion it may be pointed out that, with many code sets, the choice of the code is not very important because information theory shows ^(6,30) that a code chosen at random from a group, offers in decoding a probability of error of the same magnitude as the average probability of error obtainable by considering the whole group of codes.

In the design of the device the following requisites stand out:

- 1) discontinuous commands,
- 2) limited number of command channels, practically of the order of ten,
- 3) control of one channel at a time,
- 4) ground detection of the executed command.

On this basis a system was worked out, where the command channel is identified by the delay between a master pulse and a pair of pulses (*a*) and (*b*). The device consists essentially of an encoding system, generating the pulse sequence corresponding to a selected command to be sent into the transmitter, and of a decoding system which, after receiving the pulse sequence, selects and executes the transmitted command.

The encoding system operations are illustrated in the block diagram and

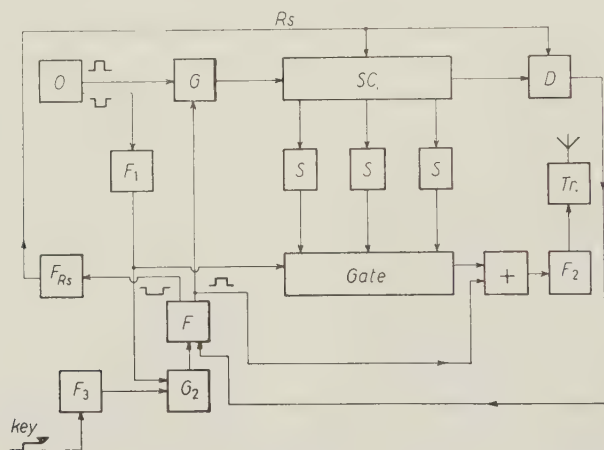


Fig. 38.

waveform of Fig. 38 and 39, where we consider only three command channels with one repetition of the same command (that is $r=2$). O is an oscillator giving a sequence of positive and negative pulses; these last are shaped by F_1 . When, at the instant t_0 , the command is given, the first pulse from F_1 triggers the shaper F which opens the gate G for the positive pulses of O, which are

⁽³⁰⁾ D. MIDDLETON: *An Introduction to Statistical Communication Theory* (New York, 1960).

counted by the scaler SC'. According to the chosen command channel, the states of SC' control the gate opening for two successive time intervals ($r=2$). Their

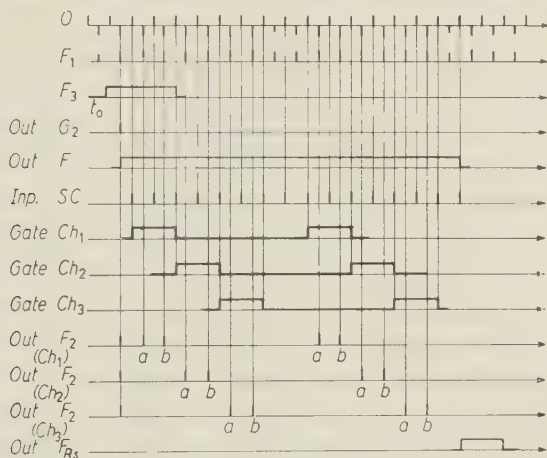


Fig. 39.

time delay from t_0 is characterized by the chosen channel. Then, through the gate will pass the two pairs of pulses (a) and (b) corresponding to the chosen command channel, which, added in « + » with the first pulse of F, will give

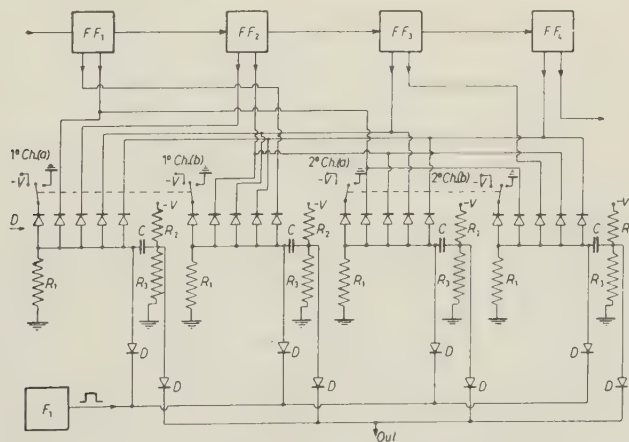


Fig. 40. — $D=OA90$ or $FD100$, $R_1=33\text{ k}\Omega$, $R_2=560\text{ k}\Omega$, $R_3=33\text{ k}\Omega$, $C=500\text{ pF}$, $V=6\text{ V}$.

the wanted sequence. When SC' is saturated twice, we have an output from D which closes G, and a signal from F_{1sa} , which may be used to reset SC' and D. In Fig. 39 are shown the three possibilities and outputs corresponding to the three possible command channels.

In Fig. 40 is shown in detail the command selection system corresponding

to the blocks S and GATE of Fig. 38 for the simple case of only two channels. In other blocks we employ the previously shown basic circuits.

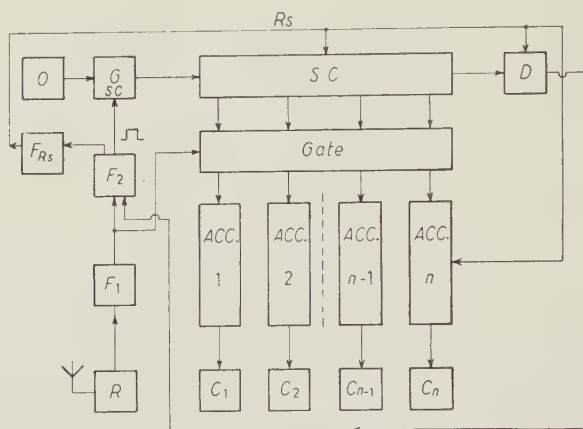


Fig. 41.

Block diagram and waveforms of the decoding system are respectively shown in Fig. 41 and 42.

O is an oscillator having the same frequency as the encoding system, within the normal tolerances. F_1 is the shaper for the received signals which, in the case of that figure, refers to the 2nd channel.

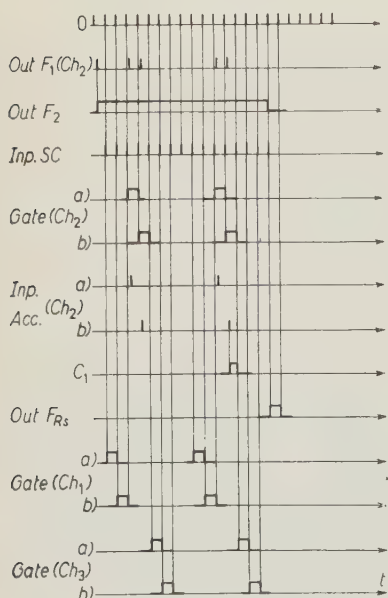


Fig. 42.

The first of these signals, which is the starter, through F_2 opens the gate G which sends the pulses of O into the scaler SC. The outputs of the scaler SC control successively the gate opening to the pairs (a) and (b) for the various channels. The input gate pairs, coming from F_1 , will be selected and sent to the corresponding accumulator ACC, which, when saturated (in the figure ACC is 2nd with a capacity of four pulses), will operate the corresponding action device C. When SC is saturated twice we have an output signal from D which closes G, and a signal from F_{Rs} which can be used to reset SC, D and ACC.

It is interesting to observe in greater detail the i -th accumulation device, shown in Fig. 43, which was designed in order to avoid any command action due to noise.

As shown, it is made of two F_{ia} and F_{ib} shapers for two pulses (a) and (b) of the pair. Each of these pulses is separately sent into a scaler $SC_i(r)$ having capacity r (in the case of the example $r=2$). The outputs of the $SC_i(r)$ are sent into $G_i(ACC)$, and only when both scalars $SC_i(r)$ are saturated, we have the action of C_i .

An interesting detail is that each pulse from F_{ia} or F_{ib} is sent to all other accumulators in order to reset them. This means that the system stops if signals arrive at more than one channel during a single command operation.

To assemble the decoding system the above described basic circuits were employed. Tests on this apparatus were made, in the first phase, without radio link and submitting the system to all possible noises, with very good results.

We wish to point out that, as regards the recording of the executed command, it is sufficient to reserve some digits in the telemetry system, by which we recognize the command executed.

Some calculations regarding the probability of an unwanted command were made, particularly related to atmospheric noises, also in order to determine the best frequency of the oscillator O. We found that with a frequency of the oscillator of 100 kHz, and a repetition of the pulse pair $r=4$, the probability of random command is about $(10^{-7})^4$.

3'13. Converters DC-DC. — It is known that many nuclear radiation detectors operate on high DC voltages and with different exigencies as regards their stability, current supply, ripple, etc. ⁽¹⁶⁾.

In fact, for G.M. counters are required voltages of about 1000 V, low currents (practically the ones necessary for possible voltage divider arrangements) of the order of few 10 μA , stabilizations of the order of some per cent; for the photomultipliers, greater stabilization and current supply are necessary; for other proportional gas detectors even higher voltages but lower current supplies are required.

The use of high voltage batteries not being convenient, from a practical point of view, it is necessary to use DC-DC converters which increase the voltages supplied by low-voltage generators. For this reason some conventional prototypes of DC-DC converters were made, and often used and tested in balloon flights. Here we describe one model in Fig. 44. It is made by a

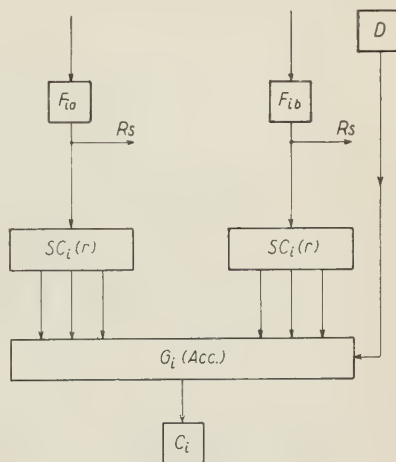


Fig. 43.

low frequency transformer oscillator and by a rectifier and smoothing system.

Stabilization is obtained by a corona effect tube. The system's characteristics are shown in Table XI.

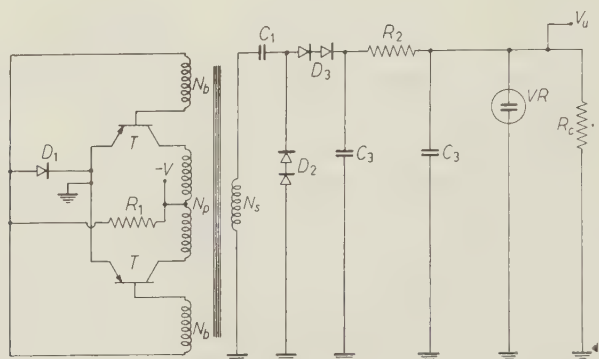


Fig. 44 (DC-DC). — $N_b=7 \varnothing=0.1$ mm, $N_p=40 \varnothing=0.5$ mm, $N_s=5000 \varnothing=0.1$ mm, $R_1=2.2$ k Ω , $R_2=220$ k Ω , $R_c=3.3$ M Ω , $C_1=20$ nF, $C_2=20$ nF, $C_3=20$ nF, $D_1=1G21$, $D_2=D_3=1S 1700$, $VR=Victoreen GV3A 1200$, $T=OC30$.

TABLE XI.

Mod.	V	W	I_n	r	Stab	v_M	Rip	R_u	P
DC-DC	— 6	840	0.4	65 ± 15	0.6%	1400	0.2	500	80

3'14. *Conclusions.* — The described electronic devices and basic circuits, though not representing all the circuits necessary to make the greater part of an instrumentation for space research, represent the most important ones and are of almost constant use.

Furthermore, we have not spoken, in this report, of some devices (as sensors or detectors, receivers, transmitters for telecontrol, tape-recorders, electrical power generators, etc.) because they, being of conventional type, are offered on the market in a wide range of models, sufficient for every possible space experiment.

* * *

We wish to thank all the technicians of our staff, and, above all, Mr. R. CHIODI and Mr. G. FANTAZZI for their useful contributions.

Symbols used in the tables

- a — amplitudes of In, Rs and Sh pulses of TS (volt).
 a_M — maximum amplitude of the output signals at room temperature (volt).
 A — output amplitude for a single input (volt).
 A_M — maximum amplitude of the input (or modulation) signals at room temperature (volt).
 A_m — minimum amplitude of the input signals at room temperature (volt).
 C_i — input capacity (pF).
 f_{ch} — chopper frequency (Hz).
 f_i — frequency of the i -th subcarrier (Hz).
 f_m — minimum frequency at minimum input for AN converters (Hz).
 f_M — maximum frequency at maximum input for AN converters (Hz).
 f_p — carrier frequency (MHz).
 Δf — receiver bandwidth (kHz).
 G — voltage gain.
 I_M — maximum supplied current (mA).
 Lin — linearity (maximum percentage deviation from linear behaviour) (%).
 P — minimum weight (components, connections, etc., without plug-in connector for non anti-g assembly) (g).
 Pol_i — polarity of the input (or modulation) signal.
 Pol_u — output signal polarity.
 Pol_{Rs} — polarity of Rs pulses of TS.
 Pol_{Sh} — polarity of Sh pulses of TS.
 $Prec$ — maximum accuracy (%).
 r — yield (%).
 Rip — ripple (volt).
 N — input noise (μ volt).
 $Stab$ — stability (%).
 t_D — fall time of output pulses at room temperature (μ s).
 t_R — rise time of output pulses at room temperature (μ s).
 ΔT — width of In, Rs and Sh pulses of TS (μ s).
 v_0 — output voltage corresponding to state 0 of C-TS (volt).
 v_1 — output voltage corresponding to state 1 of C-TS (volt).
 v_M — maximum output voltage (volt).
 V — supplied voltage (volt).
 W — supplied power (mW).
 W_i — radiated power (mW).
 R_i — input resistance at room temperature ($k\Omega$).
 R_u — output resistance at room temperature ($k\Omega$).
 τ_c — conversion time of AN converters (ms).
 τ_R — time resolution at room temperature (μ s).

Caratteristiche della sorgente di ^{14}C e misuratore versatile di spessori sottili (*).

G. MISSIROLI e U. VALDRÈ

Istituto di Fisica dell'Università - Bologna
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Bologna

(ricevuto il 23 Dicembre 1961)

CONTENTS. — 1. Introduzione. — 2. Sorgente di ^{14}C . — 3. Misuratore di spessori. — 4. Filtri di contrasto.

1. — Introduzione.

L'assorbimento e la retrodiffusione dei raggi β da sorgenti radioattive è descritto, almeno in prima approssimazione, da alcune semplici leggi ⁽¹⁻³⁾. Per il fenomeno dell'assorbimento vale la relazione:

$$(1) \quad N = N_0 \cdot \exp[-\mu_a \cdot x],$$

con μ_a coefficiente di assorbimento che, se espresso in unità di densità superficiale di massa, dipende prevalentemente dall'energia massima E dei β , e, lievemente, dal numero atomico dell'assorbitore, dalla forma e dimensioni del dispositivo e dal tipo di rivelatore.

La (1) è verificata fino a spessori di alcune volte lo spessore di dimezza-

(*) Comunicazione presentata al XLVII Congresso Nazionale della Società Italiana di Fisica, Como, 6-11 Novembre 1961.

(1) W. J. WHITEHOUSE and J. L. PUTMAN: *Radioactive Isotopes* (Oxford, 1953).

(2) L. R. ZUMWALT: *Nucleonics*, **12**, n. 1, 55 (1954).

(3) L. YAFFE and K. M. JUSTUS: *Journ. Chem. Soc. Suppl.*, **2**, 341 (1949).

mento $d_{\frac{1}{2}}$. Questo è legato all'energia massima dei β da una relazione empirica:

$$(2) \quad d_{\frac{1}{2}} = 46 \cdot E^{\frac{3}{2}},$$

con $d_{\frac{1}{2}}$ misurato in $\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ ed E in MeV.

La radiazione retrodiffusa segue la legge:

$$(3) \quad N_r = N_A \cdot (1 - \exp[-\mu_b \cdot x]),$$

dove N_A è la frequenza retrodiffusa dalla sostanza A in spessore di saturazione ed N_r la frequenza retrodiffusa dallo spessore x . μ_b è il coefficiente di retrodiffusione della sostanza A, che vale da 2.5 a 3 volte il coefficiente di assorbimento μ_a .

I vari emettitori β soddisfano inoltre a relazioni che sono indipendenti (sempre in prima approssimazione) dall'energia dei β stessi ⁽¹⁾. Questo vale per il rapporto N_r/N_A fra la radiazione retrodiffusa da uno spessore x e quella retrodiffusa in saturazione, purchè x sia misurato in unità $d_{\frac{1}{2}}$:

$$(4) \quad N_r/N_A = f(x)$$

e per il rapporto R fra la radiazione retrodiffusa in saturazione da un elemento di numero atomico Z e la radiazione diretta:

$$(5) \quad R = f(Z).$$

La (5) vale anche per i composti chimici e le leghe, quando venga ad essi attribuito un numero atomico medio ^(4,5).

Nel caso in cui una sostanza A sia depositata su di una sostanza B, avente uno spessore superiore a quello di saturazione, la frequenza N retrodiffusa dall'insieme può essere semplicemente espressa dalla relazione lineare

$$(6) \quad N = N_B - \mu_b \cdot (N_A - N_B) \cdot x$$

fino a spessori intorno ad un quinto dello spessore di dimezzamento ⁽⁶⁾. N_A ed N_B sono le frequenze retrodiffuse in saturazione rispettivamente dalla sostanza A e dalla sostanza B.

⁽⁴⁾ R. H. MÜLLER: *Anal. Chem.*, **29**, 969 (1957).

⁽⁵⁾ R. H. MÜLLER: *Phys. Rev.*, **93**, 821 (1954).

⁽⁶⁾ L. DANGUY: *J.A.R.I.*, **1**, 276 (1957).

2. — Sorgente di ^{14}C .

Non ci risulta che il ^{14}C , isotopo radioattivo che trova vasto impiego oltre che in fisica, in chimica ed in biologia, sia stato studiato per intero relativamente alle proprietà (2), (4) e (5), nel caso in cui la radiazione venga rivelata mediante un contatore Geiger-Müller. Anche l'uso del ^{14}C nella misura di spessori non appare nella letteratura, nonostante sia particolarmente adatto per pellicole molto sottili. Abbiamo quindi ritenuto opportuno esaminarne il comportamento da entrambi i punti di vista.

Per controllare le relazioni (2), (4) e (5) abbiamo preparato una sorgente di 4 mm di diametro e dell'intensità di $0.1 \mu\text{C}$, per evaporazione da una soluzione di acido palmitico in benzolo. La sorgente era depositata su di una pellicola di Formvar, ottenuta da una soluzione all'1% di Formvar in dicloroetano con la tecnica dell'immersione del vetrino. Una sorgente di ^{204}Tl , di analoghe caratteristiche, è stata preparata a scopo di confronto.

Gli elementi retrodiffondenti erano posti alla distanza di 0.2 mm dalla sorgente. Per la rivelazione della radiazione si è usato un contatore Geiger-Müller tipo Philips 18505 avente una finestra dello spessore di $(2.5 \pm 0.1) \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$. La distanza fra la sorgente e la finestra del contatore era di 2 mm.

Per verificare la (5), tenendo conto dell'assorbimento operato dall'aria e dalla finestra del contatore, si sono costruite le curve di assorbimento della radiazione diretta e di quella retrodiffusa in saturazione da vari elementi. La Fig. 1 mostra le curve relative alla sorgente di ^{14}C e la Tabella I raccoglie i risultati ottenuti sia per il ^{14}C che per il ^{204}Tl .

TABELLA I.

Sorgenti	Valori non corretti per l'assorbimento						Valori corretti per l'assorbimento					
	C	Al	Zn	Ag	W	Pb	C	Al	Zn	Ag	W	Pb
^{14}C	7	15	29	38	47	50	11	21	36	44	54	57
^{204}Tl	10	21	38	49	65	70	11	21	38	51	69	73

Il primo gruppo di valori della Tabella I è corretto solo per il tempo morto e per il fondo; il secondo anche per l'assorbimento dell'aria e della finestra. L'autoassorbimento della sorgente era trascurabile. I valori corretti sono gli stessi per elementi di basso numero atomico, ma si differenziano all'aumentare di Z . I risultati di GAINES jr. ⁽⁷⁾ ottenuti con diversa geometria confermano

(7) G. L. GAINES jr.: *Journ. Appl. Phys.*, **31**, 741 (1960).

invece l'identità di comportamento delle due sorgenti, specie per gli alti numeri atomici. Questa disparità di risultati sta forse a sottolineare l'importanza della geometria.

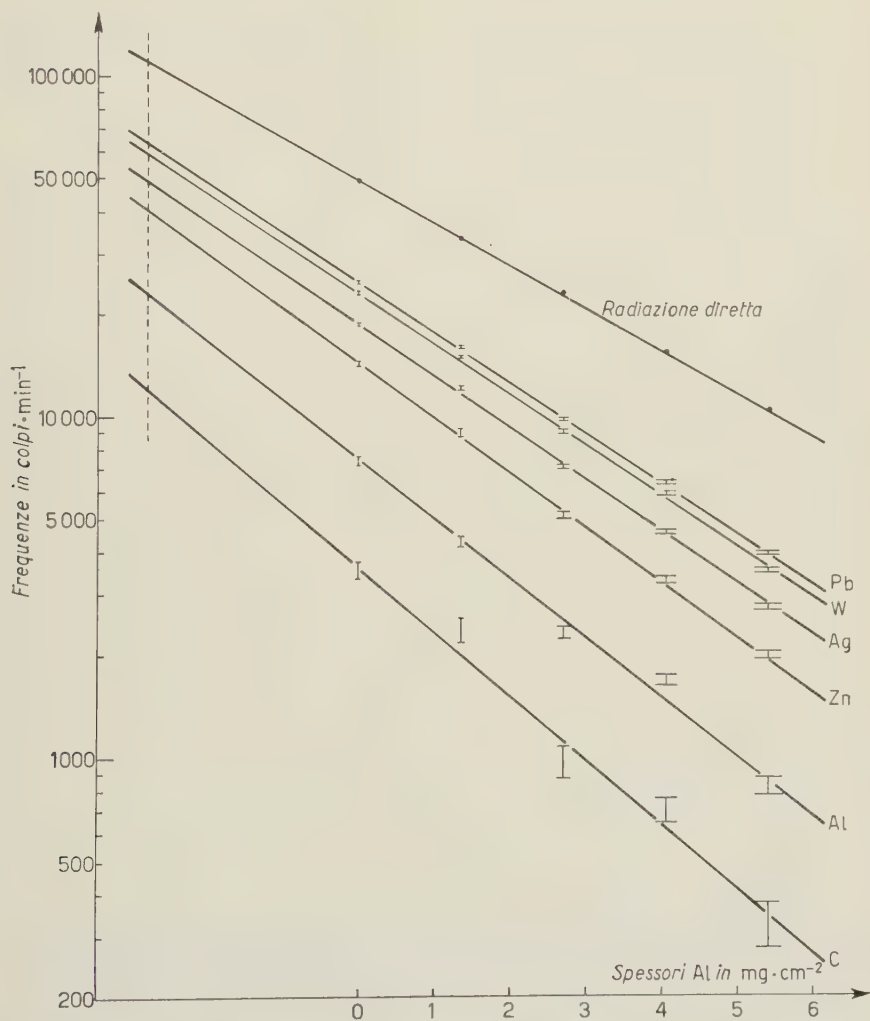


Fig. 1. - Curve di assorbimento della radiazione β del ^{14}C e della radiazione retro-diffusa in saturazione da C, Al, Zn, W, Pb. Le curve sono state estrapolate per tener conto dell'assorbimento dell'aria e della finestra del contatore.

La Fig. 1 permette inoltre di verificare la validità della (2). Dalla curva di assorbimento della radiazione diretta si ricava per lo spessore di dimezzamento il valore $d_{\frac{1}{2}} = 2.5 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ in buon accordo col valore $2.8 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ ricavabile dalla (2).

Nella Fig. 2 sono riportati i risultati della serie di misure tendente ad appurare la validità della (4). La disposizione sperimentale era la stessa della misura precedente. In ordinata figura la radiazione retrodiffusa da spessori

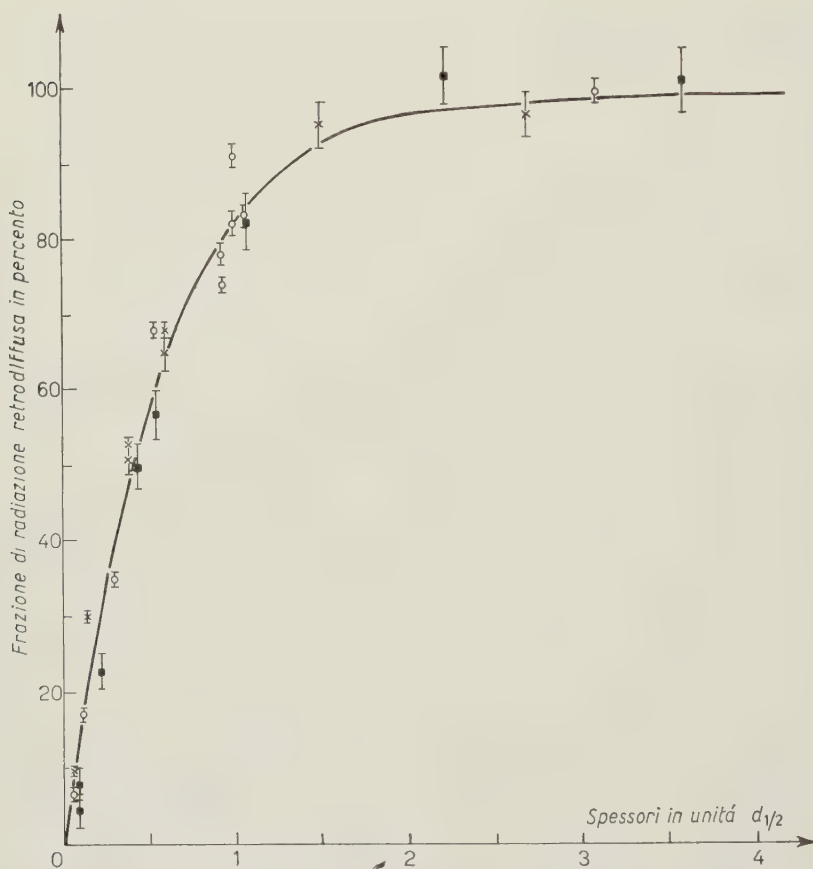


Fig. 2. - Curva universale della radiazione retrodiffusa. Ordinate: radiazione retrodiffusa da pellicole sottili in percento di quella in saturazione. Ascisse: spessori delle pellicole retrodiffondenti espressi in spessori di dimezzamento. Punti sperimentali: \circ , pellicole di Au con sorgente di ^{14}C . \blacksquare , pellicole di Al con sorgente di ^{14}C . \times , pellicole di Al con sorgente di ^{204}Tl .

autosostenentisi di alluminio ed oro espressa in percento del valore di saturazione. In ascissa sono gli spessori misurati in unità $d_{1/2}$, pari a $2.5 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ per il ^{14}C e pari a $31 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ per il ^{204}Tl .

Come si vede i punti sperimentali seguono uno stesso andamento indipendentemente dall'elemento e dalla sorgente.

La curva tracciata nella Fig. 2 corrisponde alla funzione

$$(7) \quad N_r/N_A = 1 - \exp[-1.7x],$$

dove x è misurato in unità d_1 .

La curva rappresentata dalla (7) è una curva universale particolarmente utile nelle misure di spessori di pellicole autosostenentisi.

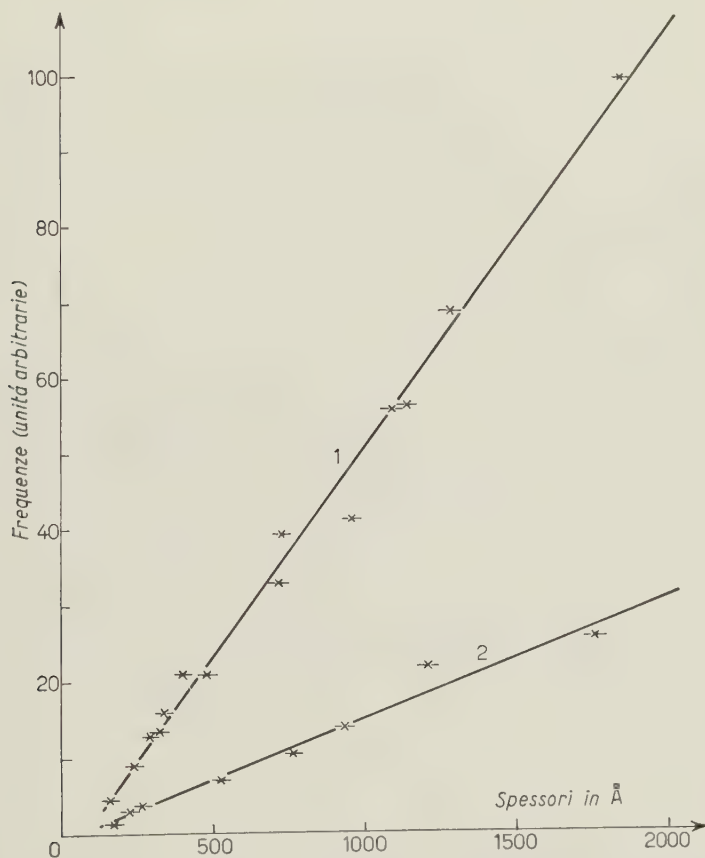


Fig. 3. - Curve di taratura dello spessimetro con la sorgente di ^{14}C di $150\ \mu\text{C}$. Curva 1: oro su vetro; curva 2: argento su vetro.

Mediante l'uso dello spessimetro che verrà descritto in seguito, si è verificato che la (6) è valida fino a spessori di circa $\frac{1}{5}$ dello spessore di dimezzamento. Ciò può essere dedotto anche dalla Fig. 3 (curva 1), ove sono rappresentate due curve di taratura dello spessimetro. Esse si riferiscono a spessori di oro ed argento su vetro.

Gli spessori sono stati tarati mediante un interferometro e, nei casi possibili, anche mediante pesata. Gli errori con cui sono forniti gli spessori rappresentano le deviazioni standard su dieci misure eseguite in punti diversi delle pellicole. Con tempi di conteggio di qualche decina di minuti si riesce a misurare spessori di oro su vetro di un centinaio di Å con una precisione migliore del 10 %.

3. — Misuratore di spessori.

Assai di frequente sono richieste misure di spessori entro un largo intervallo di valori, o su piccole aree, o tali da non distruggere od alterare il campione. Le sorgenti radioattive β si prestano ottimamente allo scopo e consentono misure di spessori di pellicole anche se accessibili solo da un lato, misure di concentrazioni di soluzioni o di componenti di leghe. Abbiamo quindi ritenuto utile realizzare uno spessimetro che riassume queste caratteristiche e che inoltre fosse economico, pratico e portatile.

Fra le sorgenti di cui si può disporre abbiamo scelto il ^{14}C , il ^{204}Tl e lo $\text{Sr-}^{90}\text{Y}$ perchè, avendo energie massime ben differenziate, permettono misure in intervalli diversi, sia in radiazione diretta che in quella retrodiffusa. Inoltre tali sorgenti sono di vita media lunga ed emettitori β puri.

Come si vede dalla Tabella II, i vari intervalli dello spessimetro si saldano gli uni agli altri.

TABELLA II.

Sorgente	Energia massima (MeV)	Periodo dimezz. (anni)	Stato chimico	Intensità (μC)	Intervallo di misura	
					Trasparenza ($\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$)	Retrodiffusione con supporto ($\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$)
^{14}C	0.156	5760	Ac. palm.	150	1 ÷ 8	0 ÷ 0,5
^{204}Tl	0.765	4.26	Solfato	20	8 ÷ 100	0 ÷ 7
$\text{Sr-}^{90}\text{Y}$	0.535 2.26	20 64 ore	Nitrato	40	50 ÷ 400	0 ÷ 22

Costruttivamente l'apparecchio consta di una testa T , contenente le tre sorgenti ed il rivelatore R e del gruppo G di conteggio e di alimentazione (Fig. 4). La testa è separata dalla restante apparecchiatura per guadagnare in maneggevolezza e per poter eseguire misure di concentrazioni di liquidi.

Come mostrano le Fig. 5 e 6, la testa è formata dalla scatola S entro cui è fissato il rivelatore R , e da un coperchio C composto da due piastre P_1 e P_2 fra le quali può ruotare un tamburo T . Nel tamburo sono alloggiati tre dischi



Fig. 4. — Apparecchio per la misura di spessori e concentrazioni. T , testa contenente tre sorgenti β (^{14}C , ^{204}Tl , Sr^{90}Y) ed il rivelatore. G , gruppo di alimentazione e di conteggio.

di plexiglas forati D_1 , D_2 , D_3 , ciascuno dei quali porta una sorgente anulare concentrica al foro centrale. L'apparecchio si trova in posizione di misura quando, ruotando dall'esterno il tamburo per mezzo del perno P , una delle tre sorgenti risulta centrata sull'asse del contatore. La centratura ed il bloccaggio si ottengono automaticamente mediante il piolo Q . In condizioni di riposo le sorgenti risultano schermate dalle piastre P_1 e P_2 e dalla testa non esce alcuna radiazione.

Le sorgenti sono state depositate entro gole anulari, ricavate in dischi di plexiglas, mediante evaporazione dalle rispettive soluzioni. Esse sono ermeti-

camente chiuse per mezzo dell'anello *A*, della boccola *B* e di un foglio di Mylar *M* dello spessore di $0.9 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$. Per la sorgente di ^{14}C il Mylar è stato

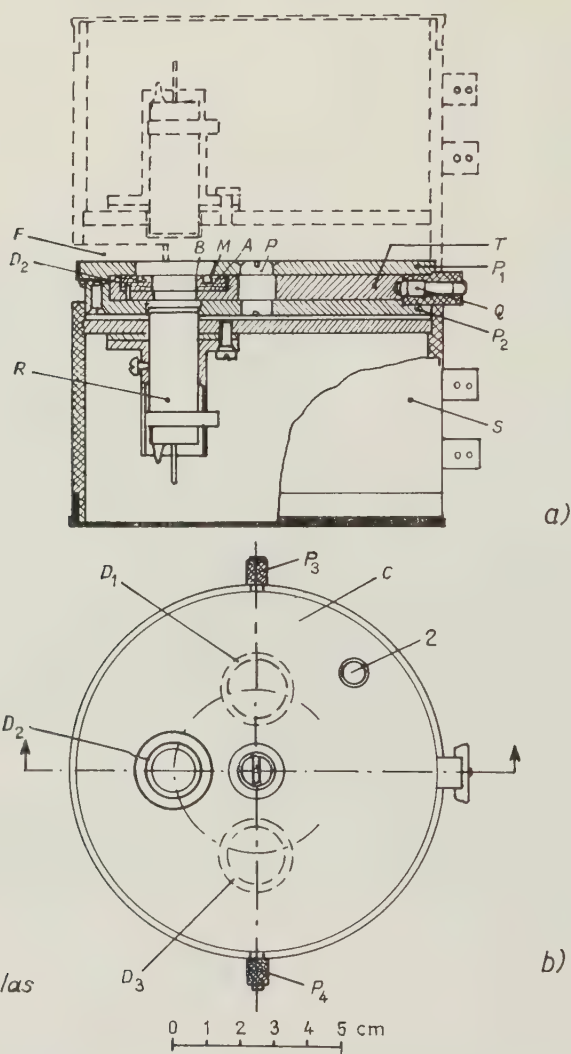


Fig. 5. — a) Sezione trasversale della testa dello spessimetro, predisposto per misure in retrodiffusione. La parte tratteggiata indica la posizione della scatola *S* nel caso di misure per trasparenza. b) Vista della testa dall'alto. *T*, tamburo ruotante sul perno *P*; *P*₁ e *P*₂, piastre per sostenere e schermare il tamburo e per centrare le sorgenti sul rivelatore; *Q*, piolo per il bloccaggio del tamburo e per la centratura delle sorgenti rispetto alle piastre; *D*₁, *D*₂ e *D*₃, dischi di plexiglas portasorgenti; *A* e *B*, anello e boccola per il fissaggio del foglio di Mylar *M* a protezione delle sorgenti; *P*₃ e *P*₄, pomelli per il bloccaggio del coperchio *C* alla scatola *S*; *R*, contatore Geiger-Müller; *F*, fessura per l'inserzione delle pellicole nelle misure per trasparenza; 2, numero indicatore della sorgente in servizio (1= ^{14}C , 2= ^{204}Tl , 3= Sr^{90}Y , 0=posizione di riposo).

sostituito con una pellicola di Formvar di $40\text{ }\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Risulta così eliminata ogni possibilità di contaminazione e di scambio con l'atmosfera. I tre dischi D_1 , D_2 , D_3 sono fissati al tamburo mediante viti, il che rende agevole la sostituzione delle sorgenti con altre di intensità o tipo diverso.

La distanza della finestra del contatore dal piano della sorgente è stata determinata sperimentalmente in modo da ottenere la massima frequenza di conteggio: ciò riduce gli errori dovuti ad eventuali piccole variazioni della geometria. Pure ottimale è la distanza fra il piano della sorgente ed il piano di appoggio del materiale da esaminare (Fig. 6).

La parte a tratto intero della Fig. 5a mostra la sistemazione della testa nel caso di misure per retrodiffusione. Il coperchio può essere applicato alla scatola S anche capovolto; in tal caso, come è indicato dalla parte tratteggiata della Fig. 5a, viene a formarsi una fessura F attraverso la quale si introducono le pellicole da esaminare per trasmissione. I pomellini P_3 e P_4 servono per bloccare il coperchio nelle due posizioni di misura.

La superficie di cui si ottiene lo spessore medio è di 4 cm^2 , ma con l'uso di riduttori si sono eseguite misure anche su pellicole di oro di un migliaio di \AA di spessore e di appena 20 mm^2 di superficie. La Fig. 3 mostra due curve di taratura per pellicole di oro ed argento su vetro, ottenute senza riduttore. Nello spessimetro è montato quale rivelatore un contatore Geiger-Müller tipo Philips 18504. I componenti elettronici sono tutti transistorizzati, la scala di demoltiplicazione è decimale e l'alimentazione al contatore è fornita da un gruppo di pile.

4. - Filtri di contrasto.

Dalla divergenza che le curve di assorbimento della Fig. 1 presentano all'aumentare dello spessore dell'assorbitore, si deduce che l'uso di un filtro favorisce la differenziazione fra i vari elementi. Ciò conferma le osservazioni di DANGUY ⁽⁶⁾ e DANGUY e GRARD ⁽⁸⁾, i quali propongono l'uso di un filtro per aumentare il contrasto anche nel caso di misure di spessori in retrodiffu-

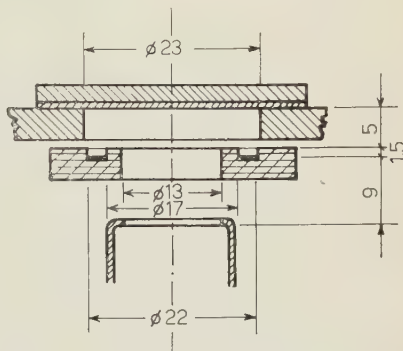


Fig. 6. - Valori ottimali delle distanze fra la finestra, il piano della sorgente ed il piano di appoggio delle pellicole da misurare. Le quote sono in mm.

⁽⁸⁾ L. DANGUY and F. GRARD: *Peac. Uses Atom. En.*, **19**, 176 (Ginevra, 1958).

sione. Il contrasto viene definito da questi autori mediante la relazione:

$$(8) \quad \alpha = (N_B - N)/N_B,$$

dove N_B ed N sono le frequenze retrodiffuse rispettivamente dal supporto in saturazione e dalla pellicola su di esso depositata, a parità di condizioni di filtraggio.

Certi indizi, apparsi durante misure di spessori, ci hanno suggerito di controllare in dettaglio l'efficacia di questo accorgimento. I risultati ottenuti e parzialmente riportati nella Fig. 7, possono così riassumersi:

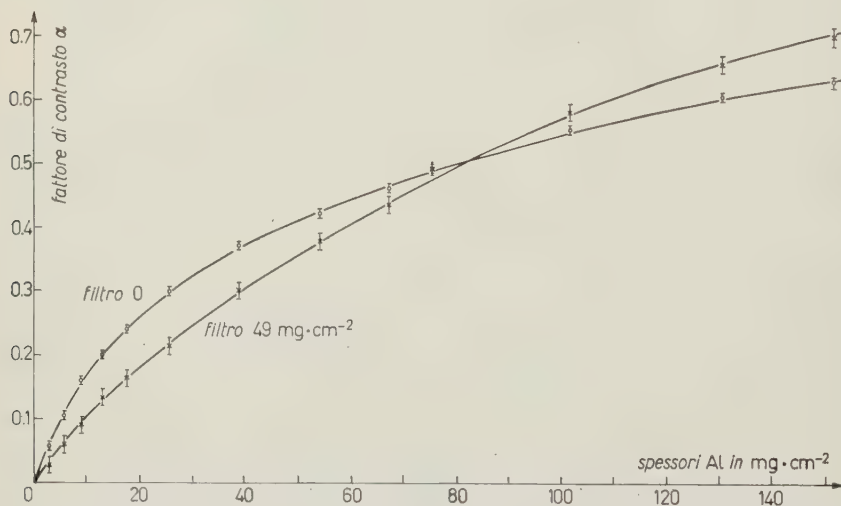


Fig. 7. — Andamento del fattore di contrasto α in funzione dello spessore di pellicole di Al poste su Pb in saturazione, per la sorgente di Sr^{90}Y . \circ , senza filtro \times , con filtro di $49 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$.

— Il filtraggio della radiazione retrodiffusa in saturazione da sostanze diverse favorisce la loro differenziazione.

— Il filtraggio prolunga il tratto in cui può ritenersi lineare la dipendenza di α dallo spessore e quindi il campo utile di misura.

— Il filtraggio è controproducente nelle misure di spessori entro il campo utile, quando il numero atomico Z del materiale da misurare è minore di quello Z_B del supporto. In questo caso esiste uno spessore per cui si ha l'inversione nel comportamento del filtro.

— Il filtraggio aumenta il contrasto quando il numero atomico del materiale da misurare è maggiore di quello del supporto.

— I risultati sono indipendenti dal tipo di rivelatore e dalla geometria e sono qualitativamente gli stessi per sorgenti e spessori del filtro diversi.

— Al diminuire dell'energia della sorgente diminuisce il valore dello spessore d'inversione.

La Fig. 7 mostra l'andamento del fattore di contrasto α al variare dello spessore di pellicole di Al sostenute da Pb in saturazione, nel caso di radiazione da $\text{Sr-}^{90}\text{Y}$ non filtrata e nel caso di filtraggio con uno spessore di $49 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$. Come si vede, le due curve si intersecano in corrispondenza di circa $80 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ di Al. Al di sotto di tale spessore il filtro peggiora il contrasto, al di sopra lo migliora. In condizioni analoghe, ma con una sorgente di ^{204}Tl , lo spessore d'inversione risulta di $11 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$. Poichè lo spessore d'inversione è diverse volte il limite di linearità per misure in retrodiffusione, il filtraggio della radiazione nel caso $Z < Z_B$ è in generale sconsigliabile.

Per chiarire questi comportamenti abbiamo analizzato gli spettri differenziali ed integrali della radiazione retrodiffusa da spessori inferiori e superiori a quello d'inversione al variare del filtro. Le misure sono state condotte con uno scintillatore plastico da $2 \text{ in.} \times 2 \text{ in.}$ ed un discriminatore a 200 canali, usando sorgenti di ^{204}Tl e $\text{Sr-}^{90}\text{Y}$ dell'intensità ciascuna di $5 \mu\text{C}$ e pellicole di Al e Pb.

I risultati ottenuti mostrano che, in assenza di filtro, gli spettri differenziali forniti da spessori di Al su Pb, purchè inferiori allo spessore d'inversione, differiscono principalmente nella parte di bassa energia; mentre nel caso di spessori di Al superiori a quello d'inversione gli spettri risultano praticamente uguali nella parte di bassa energia e si differenziano principalmente nella parte di radiazione dura.

Il comportamento al disotto del punto d'inversione è comprensibile se si pensa che per pellicole di Al sottili la radiazione retrodiffusa è praticamente quella caratteristica del Pb in saturazione (molto più ricca di elettroni molli della corrispondente radiazione dell'Al), sulla quale le pellicole di Al agiscono come filtri. Questa azione filtrante agisce prevalentemente sulla parte molle dello spettro, mentre il contributo della radiazione dura degradata è trascurabile.

L'introduzione di un filtro ha l'effetto di livellare la parte di bassa energia degli spettri e quindi di rendere meno differenziabili spessori diversi del materiale depositato.

Al di sopra del punto d'inversione le pellicole di Al sono relativamente spesse, e la radiazione retrodiffusa è tipica dell'Al in saturazione. Gli spessori di Al influiscono allora sostanzialmente sulla parte dura dello spettro fornito dal Pb. In queste condizioni, l'applicazione di un filtro, riducendo la parte di bassa energia, mette meglio in evidenza l'azione delle pellicole di Al sulla radiazione dura del Pb.

È ovvio che il filtraggio favorisce la differenziazione fra elementi diversi, entrambi in saturazione, in quanto esso agisce maggiormente sulla radiazione retrodiffusa dagli elementi leggeri, il cui spettro è più povero di radiazione dura che non quello degli elementi pesanti.

Nel caso in cui è $Z > Z_B$ la radiazione retrodiffusa dall'insieme pellicola-supporto è più ricca di raggi duri di quella retrodiffusa dal supporto da solo. Pertanto l'uso di un filtro che agisce preferenzialmente sulla radiazione molle esalta il contrasto.

Al diminuire dell'energia della sorgente sono ovviamente sufficienti pellicole più sottili del materiale depositato per rendere la radiazione retrodiffusa caratteristica di questo e quindi il punto d'inversione si sposta verso valori inferiori.

* * *

Gli autori ringraziano il prof. G. PUPPI ed il prof. P. BASSI per il loro interessamento, il sig. L. PIZZIRANI per le utili discussioni sul progetto dello spessimetro ed i tecnici G. DE ANGELIS, F. MARANI e B. MUSIANI per l'accurata esecuzione degli apparecchi.

A Calculation of Radiation Effects on Electron Oscillations in a Circular Accelerator.

C. PELLEGRINI

Laboratori Nazionali del C.N.E.N. - Frascati (Roma)

(ricevuto il 27 Dicembre 1961)

1. — In the magnetic field of a cyclic accelerator the electrons oscillate around an equilibrium orbit.

Three modes of oscillations are possible; which, under suitable conditions, can be considered uncoupled: radial betatron oscillations, vertical betatron oscillations and synchrotron oscillations.

The radiofrequency accelerating fields and the radiation losses damp down each oscillation mode. These damping rates have been evaluated by several authors.

SOKOLOV and TERNOV ⁽¹⁾ analysed the problem determining the quantum states of an electron in the magnetic field of the accelerator and treating the radiation as a perturbation coupling these states.

ROBINSON ⁽²⁾ and KOLOMENSKII and LEBEDEV ⁽³⁾ considered the damping as produced by the classical self-force due to radiation; further they also took into account the random character of photon emission which induces oscillations.

These have been the main lines of approach to the problem.

While the results obtained for the values of the damping rates are all in agreement for the case of a constant gradient machine, it is not so for an accelerator with a more complicated structure.

There is now in many laboratories a great interest in storage rings requiring quite complicated magnet systems.

⁽¹⁾ A. A. SOKOLOV and I. M. TERNOV: *Sov. Phys. JETP*, **1**, 277 (1955).

⁽²⁾ K. W. ROBINSON: *Phys. Rev.*, **111**, 373 (1958).

⁽³⁾ A. A. KOLOMENSKII and A. N. LEBEDEV: *CERN Symposium* (1956), p. 447.

It is necessary in these machines to have damping on all the three modes of oscillations. The possible means suggested by ROBINSON and ORLOV, TARASOV, KHEIFETS ⁽⁴⁾ or by KOLOMENSKII and LEBEDEV to reach such a situation differ strongly.

Following ROBINSON what matters is the average energy radiated per turn which depends on the whole magnet structure.

In the other case (KOLOMENSKII and LEBEDEV), the important element is the average of the local gradient of the magnetic field. All this makes clear that it is desirable to have a new independent evaluation of the damping rates and of the equilibrium dimensions of the beams. In fact these are an important element for a storage ring, since they contribute to determine the number of reactions which take place in the machine.

In what follows we shall first illustrate our approach to the problem by means of a simple example; afterwards the real case will be studied.

2. — Let us consider a harmonic oscillator colliding with particles of an external medium so that it exchanges momentum and energy with them at random and instantaneously.

We can think of this as of a model of a particle in brownian motion and subject to an elastic force.

We will assume that the spectrum of the energy given to the oscillator in one collision is defined and known and that the mean value of the energy exchanged per period is zero.

In the absence of collisions the motion is described by the equation

$$(1) \quad \ddot{x} + \omega^2 x = 0$$

with the solution

$$(2) \quad x = x_0 \cos(\omega t + \varphi).$$

What will be the motion when the interaction is switched on?

Let us suppose that three collisions take place at the times t_0, t_1, t_2 , and no one during the intervals $t_0 - t_1, t_1 - t_2$.

In these intervals the motion is still described by (1) and if the equation is solved the solutions in $t_0 - t_1, t_1 - t_2$ can only differ by the values of x_0 and φ .

The variation of x_0 due to one collision can be easily evaluated.

As a matter of fact (1) has a first integral

$$(3) \quad x_0^2 = x^2 + \frac{\dot{x}^2}{\omega^2}.$$

⁽⁴⁾ Y. F. ORLOV, E. K. TARASOV and S. A. KHEIFETS: *International Conference on High-Energy Accelerators CERN* (1958), p. 306.

If a momentum q is exchanged at the time t_i the oscillator velocity becomes $\dot{x}(t_i) + \delta\dot{x}$ and

$$(4) \quad \delta\dot{x} = -\frac{q}{m}.$$

From (3) it follows that

$$\bar{x}_0^2 = x^2 - \frac{(\dot{x} + \delta\dot{x})^2}{\omega^2} = x_0^2 - \left\{ -\frac{2\dot{x}q}{\omega^2 m} + \frac{q^2}{\omega^2 m^2} \right\}.$$

The rate of change of x_0^2 is then

$$(5) \quad \Delta(x_0^2) = \left\{ -2 \frac{\dot{x}q}{\omega^2 m} + \frac{q^2}{m^2 \omega^2} \right\} \delta(t - t_i).$$

Now let us assume that the momentum spectrum $p(q)$ is such that the average values of q and q^2 are

$$\int_0^\infty q p(q) dq = M\dot{x},$$

$$\int_0^\infty q^2 p(q) dq = \lambda.$$

Substituting in (5) q and q^2 with $M\dot{x}$ and λ and integrating over one period we get $D(x_0^2)$, the average variation of x_0^2 per period,

$$(6) \quad D(x_0^2) = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta(x_0^2) dt = -\frac{M\eta}{m} x_0^2 + \frac{\lambda\eta}{\omega^2 m^2}.$$

In deriving (6) the number η of collisions per period is supposed to be very large and further $M\eta/m \ll 1$ is assumed.

From (6) it is possible to get the value of x_0^2 after n periods:

$$(7) \quad x_0^2(n) = \left(x_0^2(0) - \frac{\lambda}{\omega^2 m M} \right) \exp \left[-\frac{M}{m} \eta n T \right] + \frac{\lambda}{\omega^2 M m}.$$

It is seen that a large number of collisions gives rise to a damping of the oscillations until their amplitude is reduced to a value independent of the initial conditions.

In the next sections the equations of motion of the electrons in a circular accelerator will be shortly derived and afterwards the above considerations will be extended to this case.

3. — Neglecting radiation the motion of the electrons is described by the classical equations

$$(8) \quad m_0 c \frac{dU_i}{dt} = \frac{e}{c} F_{ik} U_k,$$

where U_i is the electron four-velocity and F_{ik} is in our case the guide magnetic field.

Let us introduce a reference trajectory (R.T.), which can be thought of as the trajectory of an ideal electron of energy E_s moving in the accelerator without gaining or losing energy. The position of any electron will be referred to R.T. in the following way (*):

Let s be the arc length on R.T.; $P(s)$ one of its points; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ an orthonormal triad such that, if $df/ds = f'$,

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 = \frac{dP}{ds}, \\ K\lambda_2 = \lambda_1', \\ -K\lambda_1 + H\lambda_3 = \lambda_2', \\ -H\lambda_2 = \lambda_3', \end{array} \right.$$

with K and H curvature and torsion of R.T.; then the position of an electron will be $P + \delta P$ where

$$(10) \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta P(s) = \lambda_1 \sigma(s) + \lambda_2 x(s) + \lambda_3 z(s), \\ \sigma(s=0) = 0. \end{array} \right.$$

In the following R.T. will be assumed to be a plane curve ($H = 0$); F_{ik} to be a static magnetic field \mathcal{H} . The R.F. will simply compensate the radiation losses.

Every vector will be decomposed along the λ_i :

$$v = v_i \lambda_i \quad (i = 1, 2, 3).$$

The value that a physical quantity assumes on R.T. will be labelled by a subscript « s »

δP is assumed to be small of the first order so that quantities like \mathcal{H} can be expanded as a power series in σ, x, z neglecting second order terms.

(*) The use of this frame of reference was suggested to me by C. BERNARDINI.

Other notations introduced are

$$(11) \quad n = \frac{1}{K\mathcal{H}_{3s}} \frac{\partial \mathcal{H}_3}{\partial x},$$

$$(12) \quad p = \frac{E - E_s}{E_s},$$

where E is the electron energy.

Then \mathcal{H} is given by

$$(13) \quad \begin{cases} \mathcal{H}_1 & \equiv 0, \\ \mathcal{H}_2 & = \mathcal{H}_{3s} K n z, \\ \mathcal{H}_3 & = \mathcal{H}_{3s} (1 + K n z), \\ |\mathcal{H}_{3s}| & = \frac{K v_s}{e e} E_s, \end{cases} \quad \mathcal{H}'_{3s} < 0.$$

The linearized equations of motion are

$$(14) \quad \begin{cases} \sigma' = K x, \\ x'' + K^2 (1 - n) x = -K p, \\ z'' + K^2 n z = 0, \\ p = \cos t. \end{cases}$$

In writing down (14) terms in $\delta v/v = (v - v_s)/v_s$ have been neglected. This is justified because at the energy considered

$$\frac{\delta v}{v} = p \frac{m_0^2 c^6}{E_s^2 v^2} \ll p,$$

and p is assumed to be of the same order of Kx , Kz .

4. — The solution of the equations (14) for x and z have been widely discussed for the case in which K and n are periodic functions of s ⁽⁵⁾.

Using the same notations as in reference ⁽⁵⁾ the solution for the x mode

⁽⁵⁾ F. D. COURANT and H. S. SNYDER: *Ann. of Phys.*, **3**, 1 (1958).

can be written

$$(15) \quad x = x_0 \sqrt{\beta_r} \cos (\nu_r \varphi_r + \xi_r) - p \psi ,$$

$$(15') \quad \psi = \nu_r \sqrt{\beta_r} \sum_0^{\infty} \frac{a_l}{\nu_r^2 - l^2} \exp [il\varphi_r] ,$$

$$(15'') \quad a_l = \frac{1}{2\pi\nu_r} \int_0^{c_s} l \sqrt{\beta_r} \exp [-il\varphi_r] ds .$$

C_s is the length of R.T. and if L is the arc length for one period of the machine then β_r has the period L .

$$(16) \quad x_\beta = x_0 \sqrt{\beta_r} \cos (\nu_r \varphi_r + \xi_r) = x_0 \sqrt{\beta_r} \cos \gamma_r ,$$

describes the radial betatron oscillations.

The term $-p\psi$ gives the deviations from R.T. due to the energy difference $E - E_s$.

The solution for the vertical mode is

$$(17) \quad z = z_0 \sqrt{\beta_v} \cos (\nu_v \varphi_v + \xi_v) = z_0 \sqrt{\beta_v} \cos \gamma_v ,$$

in complete analogy with (16).

5. - (15), (17) describe the motion of one electron with respect to R.T. when the radiation and the accelerating cavities are neglected.

When these are included the synchrotron mode of oscillations, *i.e.* an oscillation for p , comes in. To derive an equation for the oscillations we assume that one accelerating cavity is present in the point $s = lC_s$ (l is an integer number) and that it furnishes to the electrons an energy

$$(18) \quad \varepsilon_r = \frac{eV_0 \cos \varphi}{E_s} = \frac{eV_0}{E_s} \cos \varphi_s + f^2 \sigma (lC_s) ,$$

where φ_s is the synchrotron phase and

$$(19) \quad f^2 = \frac{2\pi K e V_0}{C_s E_s} \sin q_s .$$

Further the energy spectrum of the radiated photons is supposed to be the classical one, so that if ε is the energy of a single photon (divided by E_s),

the average values of ε and ε^2 are given by ^(6,7)

$$(20) \quad \langle \varepsilon \rangle = w_s(1 + 2nKx + 2p) = w$$

$$(21) \quad \langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 K^3,$$

where

$$w_s = \frac{2}{3} r_e \gamma^3 K^2, \quad \gamma = \frac{E_s}{m_0 c^2}, \quad r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2}, \quad A = \frac{\hbar}{m_0 c}.$$

$E_s \langle \varepsilon \rangle$ is the radiated energy per unit arc length; (20) can be obtained from the fourth component of the self-force acting on the electron ⁽⁸⁾.

To assume that the photon energy spectrum is given by the classical one is correct in the energy region we are considering ⁽⁹⁾.

Considering only zero order terms of (20) and assuming

$$(22) \quad eV_0/E \cos \varphi_s = \langle w_s \rangle C_s$$

we get the variation of p per turn:

$$Dp = f^2 \frac{\sigma(lC_s)}{C_s}.$$

The second variation is then

$$D^2p = \frac{f^2}{C_s} \frac{\sigma[(l+1)C_s] - \sigma(lC_s)}{C_s},$$

and since $\sigma' = Kx \simeq -Kp\psi$

$$(23) \quad D^2p = -v_s^2 p,$$

where

$$(24) \quad v_s^2 = \frac{f^2 \alpha}{C_s}.$$

⁽⁶⁾ J. SCHWINGER: *Phys. Rev.*, **75**, 1912 (1949).

⁽⁷⁾ See, for example, M. SANDS: *Phys. Rev.*, **97**, 420 (1955).

⁽⁸⁾ L. D. LANDAU and E. M. LIFSHITZ: *The Classical Theory of Fields* (Londra, 1959), p. 233.

⁽⁹⁾ The limit of validity of this approximation is given, for example, by A. A. KOLOMENSKY and A. N. LEBEDEV: *CERN Symposium* (1956), p. 447.

and

$$(25) \quad \alpha = \frac{1}{C_s} \int_0^{c_s} K \psi \, ds ,$$

is the momentum compaction factor.

The solution of (23) is

$$(26) \quad p = p_0 \cos (s\nu_s + \pi) .$$

6. — Let us consider an electron emitting or absorbing instantaneously a photon of momentum \mathbf{q} , energy eq ; as a consequence its position, velocity and energy will change as follows:

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \delta x = \delta z = \delta \sigma = 0 , & \\ \delta x' = -c \frac{\mathbf{q} \times \boldsymbol{\lambda}_2 + q(x' + K\sigma)}{E} , & \delta \sigma' = 0 , \\ \delta z' = -c \frac{q \times \boldsymbol{\lambda}_3 + qz'}{E} , & \delta p = \frac{eq}{E_s} = \varepsilon , \end{array} \right.$$

$\varepsilon > 0$ for an absorbed photon, $\varepsilon < 0$ for an emitted one.

The variations in x' , y' , σ' are obtained from

$$\delta \left(\frac{E}{c^2} \mathbf{v} \right) = -\mathbf{q} ,$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_s + c\boldsymbol{\lambda}_2(x' + K\sigma) + c\boldsymbol{\lambda}_3 z' .$$

To see the effect on x_0 , z_0 , p_0 we express these quantities as functions of x , x' , z , z' ; i.e. we write the first integrals of (14), (23):

$$(28) \quad x_0^2 = \left\{ (x + p\psi)^2 + \left[\frac{1}{2} \beta_r'(x + p\psi) - \beta_r(x' + p\psi') \right]^2 \right\} \frac{1}{\beta_r} ,$$

$$(29) \quad z_0^2 = \left\{ z^2 + \left(\frac{1}{2} \beta_r' z - \beta_r z' \right)^2 \right\} \frac{1}{\beta_r} ,$$

$$(30) \quad p_0^2 = p^2 + \frac{p'^2}{\nu_s^2} .$$

Using (15), (17), (26) and substituting (27) in (28), (29), (30), \bar{p}_0 , \bar{x}_0 and \bar{z}_0

are obtained:

$$(31) \quad \begin{cases} \bar{x}_0^2 = x_0^2 + 2x_0 \delta x_0 + \delta x_0^2, \\ \delta x_0 = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\beta_r}} \left\{ \psi \cos \gamma_r + \left(\frac{1}{2} \psi \beta'_r - \beta_r \psi' \right) \sin \gamma_r \right\} - \delta x' \sqrt{\beta_r} \sin \gamma_r, \\ \delta x_0^2 = \frac{\varepsilon^2}{\beta_r} \left\{ \psi^2 + \left(\frac{1}{2} \beta'_r \psi - \beta_r \psi' \right)^2 \right\} + \beta_r \delta x'^2 - 2\varepsilon \delta x' \left(\frac{1}{2} \beta'_r \psi - \beta_r \psi' \right), \end{cases}$$

$$(32) \quad \begin{cases} \bar{z}_0^2 = z_0^2 + 2z_0 \delta z_0 + \delta z_0^2, \\ \delta z_0 = -\delta z' \sqrt{\beta_v} \sin \gamma_v, \end{cases} \quad \delta z_0^2 = \beta_v \delta z'^2,$$

$$(33) \quad \bar{p}_0^2 = p_0^2 + 2\varepsilon p_0 \cos(s\gamma_s + \pi) + \varepsilon^2.$$

Now consider the case in which a photon of energy ε is radiated at $s = s_i$; this formally corresponds to a rate of change of the energy $\varepsilon_i \delta(s - s_i)$. The direction of these photons makes with the electron velocity an angle Φ of order $m_0 c^2 / E$. This angle can be neglected, because the photons that matter are very soft, in the case of the radial betatron mode.

It follows from (11) that the corresponding variation in x' , σ' is zero (to the order $m_0 c^2 / E$). Further we assume that only one R.F. cavity is present in the machine in the position $s = lC_s$ and it exchanges with the electron a photon of energy ε_r directed as λ_1 .

The rates of variation of p , x' , are then

$$(34) \quad \begin{cases} \Delta p = \varepsilon_r \delta(s + \sigma - lC_s) - \varepsilon_i \delta(s - s_i), \\ \Delta x' = -\varepsilon_r (x' + K\sigma) \delta(s + \sigma - lC_s), \end{cases}$$

where l is an integer number.

In the case of the vertical oscillations it is not possible to neglect the angle Φ since it will be seen below that this is the only radiation term that contributes to the vertical dimensions of the beam.

Now the contribution to $\Delta z'$ of the R.F. is $-\varepsilon_r z' \delta(s + \sigma - lC_s)$.

Since the radiated photons are emitted in a cone making the angle Φ with \mathbf{v} , it is clear that they do not contribute in the average to $\Delta z'$ but only to $(\Delta z')^2$, so that

$$(35) \quad \begin{cases} \Delta z' = -\varepsilon_r z' \delta(s + \sigma - lC_s), \\ (\Delta z')^2 = \varepsilon_r^2 z'^2 \delta(s + \sigma - lC_s) + \bar{\Phi}^2 \varepsilon_i^2 \delta(s - s_i). \end{cases}$$

7. — Let us derive now the equations for the amplitudes beginning with the vertical oscillations. From (32), (35) it follows that

$$(36) \quad \begin{cases} \Delta(z_0^2) = +2z_0 \varepsilon_r z' \delta(s + \sigma - lC_s) \sqrt{\beta_v} \sin \gamma_v + \\ + \bar{\Phi}^2 \varepsilon_i^2 \beta_v \delta(s - s_i) + \beta_v \varepsilon_r^2 z'^2 \delta(s + \sigma - lC_s). \end{cases}$$

Averaging (36) over N periods of oscillation we get (see Appendix)

$$(37) \quad D(z_0^2) = \frac{2}{\tau_{\beta_0}} z_0^2 + \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 \bar{\Phi}^2 \langle \beta_r K^3 \rangle,$$

where

$$(38) \quad \frac{1}{\tau_{\beta_v}} = + \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{\beta_v'^2}{4} \right\} \Big|_{s=C_s} C_s \langle w_s \rangle^2 - \frac{1}{2} \langle w_s \rangle \simeq - \frac{1}{2} \langle w_s \rangle,$$

is the damping rate (*).

In deriving (37) it has been assumed that the betatron frequency is not an integer multiple of $2\pi/C_s$ so that the phase γ_c takes on all the possible values in the point $s = C_s$.

To evaluate the damping for the radial betatron oscillations w is written in the form

$$w = w_s + \frac{\partial w}{\partial x_0} x_0 + \frac{\partial w}{\partial p} p = w_s + \frac{\partial w}{\partial x_\beta} x_\beta + \frac{\partial w}{\partial p} p.$$

Then from (31) it follows

$$\begin{aligned} \langle \Delta x_0 \rangle = & - \frac{1}{NC} \sum_i \frac{\Delta s}{\sqrt{\beta_r}} \left[w_s + \frac{\partial w}{\partial x_\beta} x_\beta + \frac{\partial w}{\partial p} p \right]_{s=s_i} \\ & \cdot \left[\psi \cos \gamma_r + \left(\frac{1}{2} \beta_r' \psi - \beta_r \psi' \right) \sin \gamma_r \right]_{s=s_i} + \\ & + \frac{1}{NC} \sum_h \langle w_s \rangle C_s \left\{ \frac{1}{\sqrt{\beta_r}} \psi \cos \gamma_r + \frac{1}{\sqrt{\beta_r}} \left(\frac{1}{2} \beta_r' \psi - \beta_r \psi' \right) \sin \gamma_r + \right. \\ & \left. + x_0 \sqrt{\beta_r} \sin \gamma_r \left[\frac{1}{2} \frac{\beta_r'}{\sqrt{\beta_r}} \cos \gamma_r - \frac{1}{\sqrt{\beta_r}} \sin \gamma_r - p \psi' + K \sigma \right] \right\}_{s=h C_s}. \end{aligned}$$

Averaging is performed on a number N of turns such that many betatron oscillations occur while the synchrotron oscillations can be neglected. This is possible because $\nu_s \ll \nu_r$. Taking into account the periodicity of the various terms one gets the result

$$(39) \quad \frac{1}{\tau_{\beta_r}} = - \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial w}{\partial x_{\beta_r}} \psi \right\rangle - \frac{1}{2} \langle w_s \rangle.$$

Also in this case the term $\beta_r \Delta x'^2$ in (31) gives a negligible contribution to $1/\tau_{\beta_r}$.

(*) The term $+\frac{1}{4}\{1+\beta_v'^2/4\}|_{s=C_s}\langle w_s \rangle^2$, which derives from $\beta_v \Delta z'^2$ of (32), can be obviously neglected.

The evaluation of $\langle \Delta x_0^2 \rangle$ leads to

$$(40) \quad \langle \Delta x_0^2 \rangle = \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 F_1 + \langle w_s^2 \rangle F_2,$$

with

$$(41) \quad F_1 = \left\langle \left[\psi^2 + \left(\frac{1}{2} \beta_r' \psi - \beta_r \psi' \right)^2 \right] \frac{K^3}{\beta_r} \right\rangle,$$

$$(42) \quad F_2 = \frac{1}{\beta_r} \left[\psi^2 + \left(\frac{1}{2} \beta_r' \psi - \beta_r \psi' \right)^2 \right]_{s=0}.$$

In (40) F_1 represents the contribution due to radiation and F_2 the contribution due to R.F.

From (39), (40) the equation for the rate of change of the amplitude of the radial betatron oscillations is obtained:

$$(43) \quad D(x_0^2) = \frac{2x_0^2}{\tau_{\beta_r}} + \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 F_1 + \langle w_s^2 \rangle F_2.$$

8. — It remains to derive the equation for the amplitude of the synchrotron oscillations.

From (27) we get

$$(44) \quad \Delta p = \varepsilon_r \delta(s + \sigma - lC_s) - \varepsilon_i \delta(s - s_i).$$

When (18), (20) are substituted in (44) it is necessary to remember that the terms ε_r and $\langle w_s \rangle$ were already taken into account in deriving (23), so that now

$$(45) \quad \Delta p = -w_s(2nKx + 2p) \delta(s - s_i) \Delta s.$$

Neglecting in x the betatron oscillation term, *i.e.* assuming $x = -p\psi$, eq. (33) becomes

$$\Delta(p_0^2) = \left\{ -2p_0^2 \cos^2(\nu_s s + \pi) w_s(2 - 2nK\psi) + \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 K^3 \right\} \Delta s \delta(s - s_i).$$

Averaging we get

$$(46) \quad D(p_0^2) = \frac{2p_0^2}{\tau_s} + \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 \langle K^3 \rangle,$$

where

$$(47) \quad \frac{1}{\tau_s} = -\frac{1}{2} \langle w_s(2 - 2nK\psi) \rangle.$$

9. — In this section we want to discuss the results obtained. Notice first that from the definition (20) it follows

$$(48) \quad \frac{\partial w}{\partial x_\beta} \psi = 2Knw_s \psi,$$

$$(49) \quad \frac{dw}{dp} = w_s(2 - 2nK\psi).$$

Using (48), (49) the three damping constants (38), (39), (47) can be written as

$$(38) \quad \frac{1}{\tau_{\beta_v}} = -\frac{1}{2} \langle w_s \rangle,$$

$$(39') \quad \frac{1}{\tau_{\beta_r}} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{dw}{dp} \right\rangle - \frac{3}{2} \langle w_s \rangle,$$

$$(47') \quad \frac{1}{\tau_s} = -\frac{1}{2} \left\langle \frac{dw}{dp} \right\rangle.$$

These results are the same as those given by ROBINSON ⁽²⁾.

When evaluating (39') (47') it is necessary to remember that the averages must be performed on the actual electron path C or, what is the same, on the R.T. provided that a term $+K\psi$ is added to (49).

From (37), (43), (46) we can get the root mean square equilibrium dimensions of the beams:

$$(50) \quad d_{\beta_v} = \left\{ \frac{55\sqrt{3}}{24} \beta_{v\max} \bar{\Phi}^2 \Lambda \frac{\langle \beta_v K^3 \rangle}{\langle K^2 \rangle} \right\}^{\frac{1}{2}} \gamma,$$

$$(51) \quad d_{\beta_r} = \left\{ \frac{55\sqrt{3}}{24} \beta_{r\max} \frac{\Lambda F_1}{\langle K^2(1 + 2nK\psi - K\psi) \rangle} \right\}^{\frac{1}{2}} \gamma,$$

$$(52) \quad d_s = \psi_{\max} \left\{ \frac{55\sqrt{3}}{48} \frac{\Lambda \langle K^3 \rangle}{\langle K^2(1 - nK\psi) \rangle} \right\}^{\frac{1}{2}} \gamma.$$

(52) gives the dimensions of the beam due to the oscillation in the closed orbit $x = -p\psi$ associated with the oscillations in p . All the dimensions given by (50), (51), (52) are the maximum ones (along R.T.) as is shown by the factors $\beta_{v\max}$, $\beta_{r\max}$, ψ_{\max} .

In writing down (51) the term F_2 appearing in (43) was neglected.

The term F_1 in a first approximation valid for isomagnetic machines, *i.e.* assuming ⁽⁵⁾

$$\psi \sim a_0 \sqrt{\beta}, \quad a_0 \sim \sqrt{\frac{R}{\nu^3}},$$

$$\beta \sim \frac{R}{\nu}, \quad \alpha \sim \frac{1}{\nu^2},$$

R = average radius of the machine, becomes

$$F_1 \simeq \frac{\alpha^2 \nu^2}{R^2},$$

and this is in agreement with the formula given by ROBINSON (2).

The results (50), (51), (52) can be applied to a large class of circular accelerators, *i.e.* to all machines having the radial plane as plane of symmetry.

In particular they are valid for the strong focusing non isomagnetic machines which are now considered as possible storage devices, as they can have damping on all the three modes of oscillations.

* * *

I want to thank F. AMMAN, C. BERNARDINI and D. RITSON for many discussions.

APPENDIX

In this Appendix we want to discuss in detail the derivation of equations (37), (43), (46).

The substitution of (18), (21) and (22) in (36) and the use of the relation

$$z' = \frac{z_0}{\sqrt{\beta_v}} \left\{ \frac{1}{2} \beta'_v \cos \gamma_v - \sin \gamma_v \right\}.$$

give us

$$\begin{aligned} \text{(A.1)} \quad \Delta(z_0^2) = & 2z_0^2 \sin \gamma_v \left(\frac{1}{2} \beta'_v \cos \gamma_v - \sin \gamma_v \right) [\langle w_s \rangle C_s + f^1 \sigma(l C_s)] \cdot \delta(s + \sigma - l C_s) + \\ & + z_0^2 \left(\frac{1}{2} \beta'_v \cos \gamma_v - \sin \gamma_v \right)^2 [\langle w_s \rangle C_s + f^2 \sigma(l C_s)]^2 \cdot \delta(s + \sigma - l C_s) + \\ & + \frac{5}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 \bar{\Phi} \beta_v K^3 \Delta s \delta(s - s_i). \end{aligned}$$

Remember that the factor Δs , in the third term on the right-hand side, comes in because (20) and (21) represent the energy and the square of the energy radiated per unit arc length. In fact, we assume that the photon of energy ε , has been radiated in the interval $s - s + \Delta s$, so that the total energy radiated in a turn is equal to $C \langle w \rangle$:

$$\text{(A.2)} \quad \sum_1^M \varepsilon_i = \sum_1^M w(s_i) \Delta s = \int_0^c w(s) ds = C \langle w \rangle.$$

Here M is the average number of photons emitted during one turn and it is assumed to be very large.

Going back to (A.1), and neglecting terms $f^2\sigma$, we get for the average variation of z_0^2 per turn

$$\begin{aligned}
 (A.3) \quad D(z_0^2) &= \frac{1}{NC} \int_0^{NC} \Delta(z_0^2) ds = \\
 &= \frac{1}{NC} \sum_1^N \{ 2z_0^2 \langle w_s \rangle C_s (\frac{1}{2} \beta'_v \cos \gamma_v \sin \gamma_v - \sin^2 \gamma_v) + \\
 &\quad + z_0^2 \langle w_s \rangle^2 C_s^2 (\frac{1}{4} \beta_v'^2 \cos^2 \gamma_v + \sin^2 \gamma_v - \beta'_v \cos \gamma_v \sin \gamma_v) \}_{s=hC_s} + \\
 &\quad + \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e A \gamma^5 \bar{\Phi}^2 \frac{1}{NC} \sum_1^{NM} \{ \beta_v K^3 \}_{s=s_i} \Delta s.
 \end{aligned}$$

Averaging is performed on a number N of turns such that many betatron oscillations occur, while the synchrotron oscillations can be neglected.

The last term of (A.3) can be easily evaluated, since in the limit of $M \rightarrow \infty$, $\Delta s \rightarrow 0$ and

$$(A.4) \quad \frac{1}{NC} \sum_1^{MN} \{ \beta_v K^3 \}_{s=s_i} \Delta s \rightarrow \frac{1}{NC} \int_0^{NC} \beta_v K^3 ds.$$

To evaluate the first term, note that, in the points $s = hC_s$, β_v and β'_v have always the same value, so that the sum can be written as a linear combination of terms of the form

$$(A.5) \quad \{ F(s) \}_{s=0} \cdot \frac{1}{NC} \sum_1^N \{ f(\sin \gamma_v, \cos \gamma_v) \}_{s=hC_s} C_s.$$

If the betatron frequency is not an integer multiple of $2\pi/C_s$, the phase γ_v takes on all its possible values in the point $s = hC_s$, i.e. $\gamma_v(s + hC_s)$ for fixed s and variable h can be identified with the function $\gamma_v(s)$ so that

$$(A.6) \quad \frac{1}{NC} \sum_1^N \{ f(\sin \gamma_v, \cos \gamma_v) \}_{s=hC_s} C_s = \frac{1}{NC} \int_0^{NC} f(\sin \gamma_v, \cos \gamma_v) ds.$$

On the other hand, it is always possible to choose N in such a way that the integral in (A.6) becomes almost equal to the integral over a certain number of betatron periods. It follows, for instance, that

$$\int_0^{NC} \sin \gamma_v \cos \gamma_v ds = 0.$$

and so on.

Using (A.4), (A.6) it is now easy to evaluate (A.3) and to obtain (37) and (38).

In the case of the radial betatron oscillations and synchrotron oscillations, in addition to terms like (A.4), (A.5) one has also terms of the form

$$(A.7) \quad \frac{1}{NC} \sum_i^{NM} \{F(s)f(\sin \gamma, \cos \gamma)\}_{s=s_j} \Delta s.$$

$F(s)$ is a periodic function with period L and, if n is the number of periods of the machine, $C_s = nL$.

Introducing $m = M/n$, (A.7) becomes

$$\frac{1}{NC} \sum_h^{nN} \sum_j^m \{F(s)f(\sin \gamma, \cos \gamma)\}_{s=s_{j,h}} \Delta s,$$

where a correspondence $i \rightarrow (h, j)$ has been established.

Now let us assume that approximately $s_{j,h} \simeq s_{j,1} + hL$, $F(s_{j,h}) \simeq F(s_{j,1})$; then it follows that

$$\begin{aligned} (A.8) \quad \frac{1}{NC} \sum_i^{NM} \{F(s)f(\sin \gamma, \cos \gamma)\}_{s=s_{j,h}} \Delta s &= \\ &= \frac{1}{NC} \sum_h^{nN} \sum_j^m \{F(s)f(\sin \gamma, \cos \gamma)\}_{s=s_{j,h}} \Delta s = \\ &= \frac{1}{NCL} \sum_j^m \Delta s F(s_{j,1}) \sum_h^{nN} \{f(\sin \gamma, \cos \gamma)\}_{s=s_{j,h}} L = \\ &= \langle F(s) \rangle \frac{1}{NC} \int_0^{nC} f(\sin \gamma, \cos \gamma) ds, \end{aligned}$$

It is then easy to get (43), (46).

INDICE DEL SUPPLEMENTO

AL VOLUME XXII, SERIE X, DEL

NUOVO CIMENTO

Anno 1961

Atti del 4° Simposio sulla Dinamica del gas cosmico (Varenna sul Lago di Como - Villa Monastero, 18-30 Agosto 1960)	pag.	1
A. FROVA e A. STELLA - Proprietà di superficie nei semiconduttori.	»	517
D. BRINI, U. CIRIEGI, A. GANDOLFI and G. L. TABELLINI - Instrumentation for space research	»	545
G. MISSIROLI e U. VALDRÈ - Caratteristiche della sorgente di ^{14}C e misuratore versatile di spessori sottili	»	590
C. PELLEGRINI - A calculation of radiation effects on electron oscillations in a circular accelerator	»	603

Fine del *Supplemento* al Vol. XXII, Serie X
del *Nuovo Cimento*, 1961

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA

Direttore responsabile: G. POLVANI

Tipografia Compositori - Bologna

Questo fascicolo del *Supplemento* è stato licenziato dai torchi il 29-XII-1961

